

DER PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE. BAND I.

**I. Die Polarisation des gebeugten Lichtes; von
Dr. J. Fröhlich in Budapest.**

(Vorgelegt der K. Ung. Akademie am 4. November 1876.)

Die Aenderung der Polarisation des Lichtes durch Diffraction wurde zuerst von Stokes¹⁾ untersucht. Derselbe entwickelte in seiner sogenannten mechanischen Theorie der Diffraction, welche er aus den allgemeinen Elasticitätsgleichungen ableitete, die Richtungsänderungen, welche das geradlinig polarisirte Licht in Folge der Diffraction erleidet.

Er fand den Zusammenhang zwischen der Richtung des gebeugten Lichtes und dessen Polarisations-Azimuth durch folgende Formel ausgedrückt:

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \psi \cos \delta,$$

wobei ψ der Winkel zwischen der Normale der Diffractionsebene (Einfallsebene) und der Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes, φ derjenige zwischen der erwähnten Normale und der Schwingungsrichtung des gebeugten Lichtes, und δ der Diffractionswinkel (gebildet durch die Wellennormale des einfallenden und die Wellennormale des gebeugten Strahles) ist. Dabei ist vorausgesetzt, dass die Fortpflanzungsrichtung der einfallenden Welle mit der Normale der beugenden Fläche (z. B. der Gitterebene) zusammenfällt.

Stokes beabsichtigte, durch Verificirung dieser theoretischen Folgerung die für die gesammte Optik so wichtige Frage zu entscheiden, ob die Schwingungsrichtung

1) Cambridge Transactions IX. p. 1.

Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. I.

des geradlinig polarisirten Lichtes parallel oder senkrecht zu dessen Polarisationssebene sei.

Seine Versuche, welche er mit senkrecht einfallendem, geradlinig polarisirtem und nach dem Durchgange durch ein Glasgitter gebeugtem Lichte ausführte, ergaben im allgemeinen unregelmässige Resultate; doch schienen dieselben im ganzen Fresnel's Hypothese zu bestätigen, wonach das Licht zur Polarisationssebene senkrecht schwingt.

Holtzmann¹⁾ wiederholte diese Versuche mit einem Schwerd'schen Russgitter und zerlegte das einfallende Licht durch ein doppeltbrechendes Prisma in zwei zu einander senkrecht polarisirte Bündel. Aus seinen Messungen glaubte er den der Fresnel'schen Hypothese entgegengesetzten Schluss ziehen zu müssen.

Um die divergirenden Beobachtungen dieser beiden Experimentatoren zu vereinigen und von einem gemeinschaftlichen Gesichtspunkte aus erklären zu können, entwickelte F. Eisenlohr²⁾ eine neue, allgemeine Theorie, in welcher die Reflexion, die Brechung und die Diffraction des Lichtes im Zusammenhange betrachtet werden, erstere sowohl für durchsichtige Körper als auch für Metalle; letztere für ein Gitter.

Infolge dieser Theorie haben die Longitudinalschwingungen auf die Lichterscheinungen sehr wesentlichen Einfluss; mit Hülfe derselben gelangt Eisenlohr zu einer Formel, welche die Holtzmann'schen Beobachtungen mit erträglicher Genauigkeit darstellt. Daraus folgert er nun, dass die Schwingungen senkrecht gegen die Polarisationssebene erfolgen.

Man darf jedoch nicht ausser Acht lassen, dass Holtzmann im ganzen nur fünf Beobachtungsdaten geliefert hat; eines derselben wurde zur Bestimmung der Constante in der Eisenlohr'schen Formel verwendet; eine Beobachtung weicht von dem theoretischen Werthe bedeutend ab,

1) Pogg. Ann. XCIX. p. 446.

2) Pogg. Ann. CIV. p. 337.

und nur die übrigen drei Daten stimmen leidlich. Bemerkte man ferner, dass sämtliche Daten sich innerhalb eines verhältnissmässig engen Intervalles befinden, so ist klar, dass die vermeintliche Verificirung der Eisenlohr'schen Theorie eine noch durchaus ungenügende ist.

Beobachtungen über die Polarisation des gebeugten Lichtes stellte auch Lorenz¹⁾ an, um damit zugleich auch die Richtigkeit seiner sehr eigenthümlichen Lichttheorie zu beweisen. Seine Beobachtungen sind jedoch trotz der angewandten Sorgfalt so wenig genau, dass sie eben nur die Stokes'schen Resultate bestätigen.

Die genaueste und zuverlässigste Beobachtungsreihe ist jedenfalls die von Mascart²⁾, welcher das einfallende Licht ebenfalls durch ein doppeltbrechendes Prisma in zwei senkrecht zueinander polarisirte Componenten zerlegte und deren Intensitätsverhältnisse im gebeugten Lichte maass. Er verfolgte das gebeugte Licht bis zu einem Diffractionswinkel von nahezu 70° und fand dabei fast genau das sogen. Stokes'sche Cosinusetz (die zu Anfang erwähnte Formel) bestätigt, soweit dies nämlich die Beobachtungsfehler zulassen.

Alle diese Beobachtungen wurden mit senkrecht zur beugenden Gitterebene einfallendem Lichte, resp. dem durch das Gitter gedrunenen, durchgehenden Lichte angestellt; alle führten zu dem Schlusse, dass das geradlinig polarisirte Licht senkrecht zu seiner Polarisations-ebene schwinde.

Einen schwierigen Punkt bieten jedoch noch immer Holtzmann's Beobachtungen; doch ist es sehr wahrscheinlich, dass in diesem Falle die die Ränder der Gitterstreifen bildenden Russtheilchen auf die Bewegung des durchgehenden Lichtes von wesentlichem Einfluss sind.

Die vorliegende Arbeit hatte den Zweck, die Polarisation des Lichtes durch Diffraction möglichst allgemein zu untersuchen.

1) Pogg. Ann. CXI. p. 315.

2) C. R. LXIII. p. 1005.

Es wurde daher das auffallende Licht unter verschiedenen Einfallswinkeln zur Gitterebene geleitet und dabei nicht nur das durchgegangene, sondern (im Verlaufe dieser Versuche überwiegend) auch das reflectirte gebeugte Licht untersucht. In Bezug auf das letztere habe ich nirgends Messungen gefunden, so dass es der Aufmerksamkeit der Beobachter entgangen zu sein scheint, oder dass dieselben es nicht einer näheren Untersuchung für werth gehalten haben.

Die Beobachtung des reflectirten gebeugten Lichtes dürfte jedenfalls schon deshalb vortheilhaft erscheinen, weil dasselbe nur eine einmalige Reflexion, und dann die Diffraction erleidet, während das durchgehende Licht zweimal reflectirt und einmal gebrochen wird, was die Reinheit der ursprünglichen Erscheinung unbedingt beeinträchtigt.

Die Untersuchung geschah mit zwei Glasgittern, deren Linien mit Diamant eingeritzt waren, und deren resp. Abstände von einander 0.0506 Mm. und 0.00617 Mm. betrugen. (Diese Gitter hatte Prof. Dr. A. Jedlik selbst mit Hülfe einer von ihm construirten Theilmaschine verfertigt.)

Zur Ausführung der Beobachtungen wurden folgende Anordnungen getroffen:

In ein dunkles Zimmer wurde mittelst eines Heliostaten ein Bündel nahezu paralleler Sonnenstrahlen geleitet. Ein passend angebrachtes Diaphragma gestattete nur dem mittleren Theil dieses Bündels den Durchgang. Die Strahlen fielen auf ein mit einem Theilkreise versehenes Nicol'sches Prisma, welches vor dem Spalte der Collimatorröhre eines Goniometers mit horizontalem Theilkreise befestigt war. Die Breite des Spaltes konnte geändert werden, und befand sich derselbe im Hauptbrennpunkte der Collimatorlinse. In der Mitte des horizontalen Kreises des Goniometers war das betreffende Gitter senkrecht zur Ebene desselben aufgestellt. Das von diesem Gitter reflectirte oder durch dasselbe hindurchgehende gebeugte Licht wurde durch das Objectiv des Beobachtungsfern-

rohres gesammelt und durch ein Nicol, welches sich vor dem Oculare dieses Fernrohres befand, analysirt.

Hierdurch konnte das einfallende natürliche Sonnenlicht durch das erste Nicol in beliebiger Richtung geradlinig polarisirt werden; dann passirte das Licht den Spalt und fiel durch die Collimatorlinse als paralleles Strahlenbündel auf das Gitter.

Die Richtung des gebeugten Lichtes bestimmte die Lage des Beobachtungsfernrohres; die Polarisationssebene desselben wurde gemessen, indem das zweite Nicol so lange gedreht wurde, bis das Licht am meisten ausgelöscht erschien.

In der Mitte des Collimatorspaltes war ein feiner horizontaler Faden ausgespannt, welcher sowohl zur richtigen Einstellung des Beobachtungsfernrohres, als auch dazu diente, um die reflectirenden Flächen der Gitter senkrecht zum horizontalen Theilkreis zu stellen. Der Nullpunkt dieses horizontalen Kreises bestimmte sich, indem das Beobachtungsfernrohr der Collimatorröhre gegenübergestellt wurde, so dass ihre Axen zusammenfielen, was daran zu erkennen war, dass der Faden des Collimatorspaltes genau zusammenfiel mit dem Mittelpunkt des Fadekreuzes des Beobachtungsfernrohres. (Dabei war der Spalt sehr enge gemacht.)

Zuvörderst waren die Grundstellungen der Nicols zu bestimmen. Es wurde daher zuerst das zweite (vor dem Ocular des Beobachtungsfernrohres befindliche) Nicol entfernt, und das Licht fiel unter dem Polarisationswinkel einer Glasplatte auf dieselbe; das erste Nicol wurde nun so lange gedreht, bis die reflectirte Componente vollkommen ausgelöscht wurde. Diese Lage entsprach dem Nullpunkte des ersten Nicols.

Nun wurde das zweite Nicol an seinen Ort gesetzt und das erste Nicol entfernt, während der Einfallswinkel des Lichtes immer derselbe blieb; dann ergab sich der Nullpunkt des zweiten Nicols, indem Letzteres so lange

gedreht wurde, bis die reflectirte Componente wieder ausgelöscht war.

Zur Controlirung der Richtigkeit dieser Nullpunkte wurde das erste Nicol wieder vor den Spalt gesetzt und demselben ein beliebiges Azimuth gegeben, während das zweite Nicol auf den Nullpunkt eingestellt war und auch in dieser Lage verblieb. Wenn nun, während das erste Nicol beliebige Azimuthe annahm, die reflectirte Componente trotzdem immer vollkommen ausgelöscht blieb, so zeigte dies an, dass der Nullpunkt des zweiten Nicols richtig war, und das Licht thatsächlich unter dem Polarisationswinkel der reflectirenden Fläche einfiel.

Schliesslich wurde das erste Nicol auf seinen Nullpunkt eingestellt und das zweite Nicol 90° von seiner Grundstellung gedreht; dann wurde die reflectirende Glasplatte entfernt und das Beobachtungsfernrohr auf den Nullpunkt des horizontalen Theilkreises gestellt, so dass dessen Axe mit derjenigen der Collimatorröhre genau zusammenfiel. Standen nun die Polarisationsebenen der beiden Nicols senkrecht zu einander und war das durchgehende Licht vollständig ausgelöscht, so waren auch die Nullpunkte der beiden Nicols richtig bestimmt.

Nach diesen vorbereitenden Bestimmungen, welche (besonders für die Grundstellungen der beiden Nicols) im Verlaufe der Untersuchung öfter wiederholt wurden, begannen die eigentlichen Beobachtungen.

Das einfallende Licht fiel immer auf die geritzte Fläche des Gitters, nur in einzelnen, besonders zu erwähnenden Ausnahmefällen war dies nicht der Fall.

Wie schon bemerkt, richtete diese Untersuchung ihr Hauptaugenmerk auf die Polarisation des reflectirten gebeugten Lichtes.

Trotzdem die geritzte Fläche dem einfallenden Lichte zugewendet war, wurde dasselbe doch auch von der hinteren Fläche des Gitters reflectirt, so dass im reflectirten Lichte zwei verschiedene Systeme von Spectren auftraten, die sich gegenseitig theilweise bedeckten. Glücklicherweise

jedoch waren die resp. Begrenzungsflächen der beiden benutzten Gitter nicht genau parallel zu einander, so dass das von der hinteren Fläche reflectirte Licht von dem von der vorderen (geritzten) Fläche reflectirten Lichte dadurch unterschieden werden konnte, dass das von der vorderen und von der hinteren Fläche des Gitters reflectirte Bild des Collimatorspaltes und des in dessen Mitte horizontal ausgespannten Fadens verschiedene Orte einnahmen, welche mittelst des Beobachtungsfernrohres sehr genau erkannt und bestimmt werden konnten. Dieser Faden war auch im gebeugten Lichte als horizontaler, durch das ganze Gesichtsfeld gehender schwarzer Streifen erkennbar, und da nun zwei Flächen das Licht reflectirten, so hatte auch, dem Obigen zufolge, der erwähnte schwarze Streifen in den zugehörigen beiden Spectrensystemen verschiedene Höhen (gerechnet vom Mittelpunkt des Fadenkreuzes des Beobachtungsfernrohres), und konnten also diese beiden Lichtarten strenge erkannt und unterschieden werden.

Natürlich wurden die Beobachtungen an dem von der geritzten Fläche reflectirten Lichte ausgeführt.

Bei allen hier aufgeführten Beobachtungsreihen war das einfallende Licht 45° zur Einfall-(Diffractions-)Ebene polarisirt, und wurde dasselbe in Intervallen von 5° zu 5° unter den Einfallswinkeln von 85° — 25° zur geritzten Fläche des Gitters geleitet.

In Bezug auf das engere Gitter (0,00617 Mm.) wurden die den Linien *B, D, E, F, G* zugehörigen Lichtgattungen der reflectirten Spectren untersucht, indem das zweite Nicol so lange gedreht wurde, bis diese Lichtgattungen gänzlich ausgelöscht waren. Dieser Umstand trat fast immer ein; nur in wenigen Fällen verschwand das gebeugte Licht nicht vollständig, zum Zeichen, dass eine, wenn auch sehr geringe elliptische Polarisation vorhanden war. Um auf die erwähnten Linien genauer einstellen zu können, wurde der Collimatorspalt gehörig verengert und nach dem Einstellen wieder gehörig verbreitert, damit das

einfallende, und daher auch das gebeugte Licht grössere Intensität besitze und die Lage der Polarisationssebene leichter zu bestimmen sei.

Bei diesem Gitter konnte bei keinem der Einfallswinkel das gebeugte Licht weiter als bis zum zweiten Spectrum inclusive verfolgt werden: theils wegen der geringen Intensität des unter grossem Diffractionswinkel gebeugten Lichtes, theils weil nach dem zweiten Spectrum nicht mehr reine, getrennte Lichtgattungen folgten, sondern vielmehr eine Uebereinanderlagerung der Spectren stattfand.

Jedes Polarisations-Azimuth wurde durch zehn Ablesungen bestimmt.

Nachdem die beschriebene Beobachtungsreihe für dieses Gitter vollendet war, wurden sämtliche Theile des Goniometers, sowie auch die beiden Nicols mit ihren Theilkreisen, auseinander genommen und dann das ganze Instrument von neuem zusammengestellt und alle Grundstellungen desselben neu bestimmt. Nun wurde mit demselben Gitter genau dieselbe Beobachtungsreihe wiederholt, um dadurch sowohl die etwaigen Fehler in der Bestimmung der Grundstellungen ersichtlich zu machen, als auch um, wenigstens annähernd, ein Maass für die Genauigkeit der Beobachtungen zu gewinnen.

Es stellte sich heraus, dass die Fehler der Grundstellungen ausserordentlich klein waren; ihr Mittelwerth überstieg nicht $2'$, während die Beobachtungsdaten, d. i. die Polarisations-Azimuthen nur in den allerseltensten Fällen (thatsächlich nur zweimal) um einen Grad differirten, und zwar nur dann, als die Intensität des gebeugten Lichtes ausserordentlich gering war; ihr mittlerer Unterschied betrug weniger als einen halben Grad.

Beachtet man die in der Natur der Erscheinung liegende Schwierigkeit der Beobachtung und besonders die schnelle Abnahme der Intensität des gebeugten Lichtes mit zunehmendem Diffractionswinkel, so zeigen die beiden Beobachtungsreihen vollkommen genügende Uebereinstimmung.

Die Daten der beiden Beobachtungsreihen wurden zusammengezogen und geordnet, so dass jedes hier mitgetheilte Polarisations - Azimuth den Mittelwerth von zwanzig Ablesungen repräsentirt.

Mit dem anderen Gitter, dessen Intervalle 0,0506 Mm. betrug, wurden ebenfalls zwei, den obigen entsprechende Beobachtungsreihen durchgeführt; doch konnten hier nicht die den einzelnen Fraunhofer'schen Linien entsprechenden Lichtgattungen untersucht werden, weil die einzelnen Spectren viel schmäler waren, und diese Linien sehr nahe an einander fielen. Es wurde hier vielmehr gebeugtes Licht untersucht, sobald es die gehörige Intensität dazu hatte, ganz ohne Rücksicht darauf, ob dasselbe einer reinen Lichtgattung angehörte oder aus der Uebereinanderlagerung mehrerer Spectren entstanden war, ob dasselbe von Spectren erster oder zweiter Klasse herrührte. Daher begann hier die Beobachtung des gebeugten Lichtes bei dem möglichst kleinen Diffractionswinkel und wurde dann bei regelmässig wachsendem Winkel fortgesetzt; infolge dessen war fast sämmtliches beobachtete Licht aus verschiedenen Lichtgattungen verschiedener Spectrenklassen zusammengesetzt. Die in den Tabellen enthaltenen Werthe der Polarisations-Azimuthen entstanden ebenfalls aus der Vereinigung der beiden Beobachtungsreihen.

In den beigefügten Tabellen¹⁾ bedeutet d den Winkel zwischen der Wellennormale des einfallenden Lichtes und der Wellennormale des gebeugten Lichtes; δ den Winkel zwischen der Richtung des mittleren weissen Streifens

1) Im Folgenden sind nur einige der aus Zusammenstellung der Beobachtungsdaten entstandenen Tabellen mitgetheilt; sämmtliche Tafeln würden einen viel zu grossen Raum einnehmen.

Aus demselben Grunde unterbleiben auch die aus der graphischen Darstellung der Beobachtungen hervorgegangenen Zeichnungen; im Gebrauchsfall wird man sich dieselben immer sehr leicht anfertigen können und man wird finden, dass die aus denselben folgenden, im Texte erwähnten Consequenzen sich unmittelbar ergeben.

Engerés Gitter (0.00617 Mm.)

$i = 85^{\circ}$ $\psi = 45^{\circ}$				$i = 55^{\circ}$ $\psi = 45^{\circ}$			
d	δ	q	$q_0 - q$	d	δ	q	$q_0 - q$
10 ⁰ —	0 ⁰ —	+39.61 ⁰	0.00 ⁰	43 ⁰ 6'	26 ⁰ 54'	+16.07 ⁰	-17.50 ⁰
27 6	17 6	28.32	+11.29	47 6	22 54	13.33	14.26
28 26	18 26	27.45	12.16	51 7	18 53	11.44	12.37
29 22	19 22	26.49	13.12	57 10	12 50	7.73	8.64
30 45	20 45	25.61	14.00	58 54	11 6	7.00	7.93
32 10	22 10	24.67	14.94	60 5	9 55	6.31	7.24
36 6	26 6	21.39	18.22	61 4	8 56	5.35	6.28
38 —	28 —	19.01	20.60	62 8	7 52	+4.88	-5.81
39 23	29 23	17.69	21.92	70 —	0 —	-0.93	0.00
41 24	31 24	16.04	23.57	76 28	6 28	7.93	+7.00
43 13	33 13	+15.01	+24.60	77 15	7 15	8.18	7.25
				77 48	7 48	8.23	7.30
				78 41	8 41	8.75	7.82
				79 33	9 33	9.27	8.34
				82 12	12 12	11.96	11.03
				83 37	13 37	12.91	11.98
				84 36	14 36	14.01	13.08
				86 7	16 7	15.21	14.28
				87 45	17 45	-16.33	+15.40

$i = 25^{\circ}$ $\psi = 45^{\circ}$			
d	δ	q	$q_0 - q$
115 ⁰ 32'	14 ⁰ 28'	-32.20 ⁰	-5.10 ⁰
117 6	12 54	32.62	4.68
118 33	11 27	33.28	4.02
119 30	10 30	33.95	3.35
120 48	9 12	34.48	2.82
122 52	7 8	35.04	2.26
123 44	6 16	35.12	2.18
124 28	5 32	35.41	1.89
125 —	5 —	35.60	1.70
125 28	4 32	36.14	-1.16
130 —	0 —	37.30	0.00
134 20	4 20	38.72	+1.42
135 —	5 —	39.15	1.85
135 23	5 23	39.17	1.87
135 52	5 52	39.18	1.88
136 28	6 28	39.55	+2.25

Breiteres Gitter (0.0506 Mm.)

 $i = 85^0$ $\psi = 45^0$

d	δ	q	$q_0 - q$
10 ⁰ —'	0 ⁰ —'	+39.54 ⁰	0.00 ⁰
13 3	3 3	37.54	+2.00
14 12	4 12	36.91	2.63
15 16	5 16	36.06	3.48
16 22	6 22	35.38	4.16
17 27	7 27	34.80	4.74
18 43	8 43	34.17	5.37
19 56	9 56	33.48	6.06
21 14	11 14	32.50	7.04
22 46	12 46	31.62	7.92
24 19	14 19	30.74	8.80
25 56	15 56	29.94	9.60
27 29	17 29	28.51	11.03
29 16	19 16	27.15	12.39
31 12	21 12	25.83	13.71
33 23	23 23	23.24	16.30
35 26	25 26	21.60	17.94
37 36	27 36	18.40	21.14
40 —	30 —	+16.37	+23.17

 $i = 55^0$ $\psi = 45^0$

d	δ	q	$q_0 - q$
48 ⁰ 24'	21 ⁰ 36'	+13.96 ⁰	-15.83 ⁰
50 19	19 41	13.02	14.89
52 9	17 51	11.98	13.85
53 54	16 6	10.97	12.84
55 34	14 26	9.73	11.60
57 9	12 51	8.13	10.00
58 39	11 21	6.96	8.83
60 4	9 56	6.05	7.92
61 24	8 36	5.13	7.00
62 39	7 21	3.83	5.70
63 49	6 11	2.92	4.79
64 54	5 6	1.84	3.71
65 57	4 3	+0.86	2.73
67 —	3 —	-0.10	1.77
68 —	2 —	0.85	1.02
69 —	1 —	1.21	-0.66
70 —	0 —	1.87	0.00
71 —	1 —	3.15	+1.28
72 —	2 —	3.78	1.91
73 —	3 —	4.97	3.10
74 —	4 —	5.73	3.86
75 4	5 4	6.49	4.62
76 14	6 14	7.01	5.24
77 29	7 29	7.71	5.94
78 49	8 49	8.49	6.62
80 14	10 14	9.85	7.98
81 44	11 44	11.26	9.39
83 19	13 19	12.69	10.82
84 59	14 59	14.09	12.22
86 44	16 44	15.62	13.75
88 34	18 34	16.84	14.97
90 29	20 29	18.07	16.20
92 29	22 29	-19.91	+18.04

 $i = 25^0$ $\psi = 45^0$

d	δ	q	$q_0 - q$	d	δ	q	$q_0 - q$
108 ⁰ 24'	21 ⁰ 36'	-29.31 ⁰	-7.71 ⁰	125 ⁰ 57'	4 ⁰ 3'	-36.16 ⁰	-0.86 ⁰
110 11	19 49	29.79	7.23	127 —	3 —	36.48	0.54
112 9	17 51	30.23	6.79	128 —	2 —	36.73	0.29
113 54	16 6	30.95	6.07	129 —	1 —	37.00	-0.02
115 34	14 26	31.57	5.45	130 —	0 —	37.02	0.00
117 9	12 51	32.23	4.79	131 —	1 —	37.60	+0.58
118 39	11 21	32.90	4.12	132 —	2 —	38.23	1.21
120 4	9 56	33.54	3.48	133 —	3 —	38.68	1.66
121 24	8 36	34.43	2.59	134 —	4 —	38.92	1.90
122 39	7 21	35.05	1.97	135 4	5 4	39.10	2.08
123 49	6 11	35.53	1.49	136 14	6 14	-39.63	+2.61
124 54	5 6	35.89	1.13				

Direct reflectirtes Licht.

I. Engeres Gitter (0.00617 Mm.)

$$\psi = 45^{\circ}$$

Einfalls- winkel.	φ_0 beobacht.	φ_0 berechnet.	Differenz
85° —	+39.61 ⁰	+39.65 ⁰	—0.04 ⁰
80 —	33.87	34.09	—0.22
75 —	28.01	28.12	—0.11
70 —	21.74	21.62	+0.12
65 —	14.85	14.64	+0.21
60 —	+7.20	+6.93	+0.27
55 —	—0.93	—0.90	—0.03
50 —	8.13	8.68	+0.55
45 —	16.18	16.02	—0.16
40 —	22.26	22.62	+0.36
35 —	28.62	28.33	—0.29
30 —	33.41	33.12	—0.29
25 —	—37.30	—37.18	—0.12

II. Breiteres Gitter (0.0506 Mm.)

$$\psi = 45^{\circ}$$

Einfalls- winkel.	φ_0 beobacht.	φ_0 berechnet.	Differenz
85° —	+39.54 ⁰	+39.43 ⁰	+0.11 ⁰
80 —	33.76	33.55	+0.21
75 —	27.53	27.50	+0.03
70 —	20.27	20.80	—0.53
65 —	13.45	13.63	—0.18
60 —	+6.14	+6.00	+0.14
55 —	—1.87	—1.83	—0.04
50 —	9.66	9.50	—0.16
45 —	16.88	16.70	—0.18
40 —	23.18	23.17	—0.01
35 —	28.60	28.73	+0.13
30 —	33.28	33.40	+0.12
25 —	37.02	37.35	+0.33

(d. i. dem direct reflectirten Lichte) und der Richtung des gebeugten Strahls; ψ das Polarisations-Azimuth des einfallenden Lichtes (hier immer 45°), φ das Polarisations-Azimuth des gebeugten Lichtes, $\varphi_0 - \varphi$ die Differenz zwischen dem Polarisations-Azimuth des mittleren weissen Streifens und dem des übrigen, gebeugten Lichtes. Zwischen d und δ besteht natürlich die Gleichung:

$$d = 180^{\circ} - 2i + \delta \quad \text{oder} \quad d = 180^{\circ} - 2i - \delta,$$

je nachdem nämlich der gebeugte Strahl auf der einen oder der anderen Seite vom mittleren Streifen liegt; i ist der Einfallswinkel.

Ausserdem wurden für beide Gitter die Polarisations-Azimuth des unter den einzelnen Einfallswinkeln direct reflectirten Lichtes (entsprechend dem mehrfach erwähnten mittleren Streifen) zusammengestellt, und mit den nach der bekannten Fresnel'schen Formel:

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{\cos(\alpha + \alpha')}{\cos(\alpha - \alpha')}$$

berechneten Werthen verglichen. Hiebei ist:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \alpha'} = \operatorname{tg} P,$$

unter P den aus den Beobachtungen erhaltenen Polarisationswinkel verstanden. Die darauf bezüglichen Tabellen zeigen, dass die beobachteten Werthe der Polarisations-Azimuthe von den aus der Fresnel'schen Näherungsformel folgenden theoretischen Werthen nicht mehr und nicht weniger abweichen, als dies bei gewöhnlichen, nicht geritzten Glasoberflächen der Fall ist, so dass es also auf die Lage der Polarisationssebene des reflectirten Lichtes keinen Einfluss hat, ob dieses von einer Fläche von grösserer Ausdehnung oder aber von so engen Flächenelementen reflectirt wird, dass ihre Breite fast dieselbe Grössenordnung wie die Wellenlängen selbst besitzen, vorausgesetzt, dass die Natur der reflectirenden Flächen dieselbe ist.

Schliesslich geschahen auch Beobachtungen an durchgehendem, gebeugtem Lichte; bei senkrechter Incidenz des einfallenden Lichtes entsprach das beobachtete Polarisations-Azimuth des gebeugten Lichtes sehr nahezu dem Stokes'schen Cosinus-Gesetz. Aber die Daten des bei schiefer Incidenz einfallenden, durchgehenden und gebeugten Lichtes zeigten durchaus nicht den gleichmässigen Verlauf, welcher sich bei dem reflectirten Lichte kundgab; ferner war, unter sonst gleichen Umständen, die Abweichung des Polarisations-Azimuthes des gebeugten Strahles von dem Azimuthe des mittleren weissen Streifens bei durchgehendem Licht unvergleichlich geringer als bei dem reflectirten.

Dann wurde z. B. das engere Gitter einem bestimmten, aber sonst beliebigen Einfallswinkel entsprechend aufgestellt, und es wurden die Linien B, D, E, F, G sowohl in den reflectirten als auch in den durchgelassenen Spectren untersucht: es ergab sich, dass die Lagen dieser Linien in den beiden Spectrensystemen in Bezug auf die Normale der einfallenden Welle genau dieselben waren, aber dass

die Lagen der Polarisations Ebenen in beiden Systemen ein durchaus verschiedenes Gesetz befolgten. Man kann daher in Bezug auf die Lage und resp. Intensität der unter dem Einfallswinkel i reflectirten Spectren dieselben betrachten, als ob sie von einem unter demselben Einfallswinkel einfallenden und durchgehendem Lichte herrührten; aber für die Polarisationsverhältnisse ist diese Betrachtung durchaus unzulässig.

Ausserdem sind die Beobachtungen im durchgehenden Lichte nicht ganz rein, da schon durch die Brechung in der Glasplatte sich das Polarisations-Azimuth des durchgehenden Strahles geändert hat.

Infolge der angeführten Gründe unterbleibt hier die Mittheilung der Beobachtungsdaten für das durchgehende gebeugte Licht.

Es erhellt aus den Tabellen, welche nur die Polarisation des reflectirten Lichtes enthalten, dass die Polarisations-Azimuthe des gebeugten Lichtes mit dem Diffractionswinkel in stetigem und regelmässigem Zusammenhange stehen; dass die Lage der Polarisationsebene nur vom Einfalls- und Diffractionswinkel abhängt und dass dieses Azimuth von der Lichtgattung unabhängig ist, sowie auch davon, ob das Licht der Bestandtheil eines reinen Spectrums, oder ob es aus der Uebereinanderlagerung mehrerer Lichtgattungen verschiedener Spectren entstanden ist.

Die aus der graphischen Darstellung dieser Beobachtungen hervorgehenden Curven zeigen, dass die Polarisations Ebenen der gebeugten Strahlen sich im allgemeinen den Polarisations-Azimuthen des entsprechenden direct reflectirten Lichtes nähern (d. i. desjenigen reflectirten Lichtes, welches mit der Wellennormale des einfallenden Lichtes denselben Winkel bildet, wie das gebeugte Licht). Doch sind ebenfalls fast durchgehends die Polarisations-Azimuthe der gebeugten Strahlen kleiner als diejenigen der reflectirten Strahlen; und zwar ist diese Differenz um so grösser, je grösser der Diffractionswinkel (δ).

Da ferner die Beobachtungsergebnisse für beide, so sehr verschiedene Intervalle besitzende Gitter im grossen und ganzen zu fast genau demselben Resultate der ganzen Erscheinung führten (der einzige Unterschied besteht nur in dem etwas verschiedenen Brechungsverhältnisse, resp. Polarisationswinkel der beiden Gitter), so folgt unmittelbar, dass der Polarisationszustand des gebeugten Lichtes von der Grösse der Intervalle des angewendeten beugenden Gitters vollständig unabhängig ist.

Für Werthe von d , welche in der Nähe von 0° oder 180° liegen, nähert sich das Polarisations-Azimuth des gebeugten Lichtes sehr dem des direct reflectirten, und der Unterschied der beiden entsprechenden Azimuthe wird bedeutender, sobald d einen von den oben erwähnten etwas mehr abweichenden Werth annimmt. —

Das einfallende Licht gelangt in Form eines parallelen Strahlenbündels in geradlinig polarisirtem Zustande zur geritzten Gitterfläche. Nach dem Huyghens'schen Principe werden die Theilchen dieser Flächen zu neuen Bewegungscentren der Lichtoscillation, von welchen sich die Bewegung nach allen Seiten ausbreitet. Wie immer auch die Bewegung des einfallenden Lichtes beschaffen sei: die Bahn der kleinsten Theilchen an der Gitteroberfläche muss immer eine Ellipse sein. Ferner hat man durch Versuche bewiesen, dass die Lichtbewegung immer senkrecht zur Richtung der Fortpflanzung stattfindet, wie auch sonst der Polarisationszustand des Lichtes sein mag.

Da aber gerade die an dieser Grenzfläche liegenden Theilchen zu gleicher Zeit an der Bewegung des einfallenden, des gebrochenen und des reflectirten Lichtes theilnehmen müssen, so ist klar, dass (ausgenommen den Fall, wenn das einfallende Licht senkrecht zur Einfallsebene schwingt, oder wenn das einfallende sowohl als auch das gebrochene und das reflectirte Licht in die Normale der Trennungsfläche fällt) das Theilchen an der Grenzfläche zweier Medien unmöglich zu gleicher Zeit senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung dreier, ja auch nur zweier Wel-

lensysteme schwingen. Dazu kommt noch, dass durch Diffraction sich das Licht nach zahllosen anderen Richtungen fortpflanzen kann, was die erwähnte Unmöglichkeit noch mehr bestätigt.

Andererseits beweist die Untersuchung des durchgehenden gebeugten Lichtes (d. i. die experimentelle Verificirung des Stokes'schen Cosinusetzes) nicht nur, dass die Schwingungsrichtung des geradlinig polarisirten Lichtes senkrecht zur Polarisationsebene ist, sondern geradezu auch, dass die von einem schwingenden Oberflächentheilchen als Bewegungscentrum nach verschiedenen Richtungen sich ausbreitenden Lichtbewegungen (entsprechend den einzelnen Strahlen) immer senkrecht zu ihren Fortpflanzungsrichtungen stattfinden, wie immer auch die Bewegung des Centrums beschaffen sei. (Denn eben aus dieser senkrechten Richtung der Lichtbewegung zu ihrer Wellennormale folgt aus den einfachsten theoretischen Betrachtungen das Stokes'sche Gesetz.) Bei diesen Versuchen fiel jedoch das Licht senkrecht zur Gitterebene, und daher fiel das einfallende, reflectirte und gebrochene Licht in die Normale dieser Fläche, und das Flächentheilchen oscillirte natürlich in einer zu dieser Ebene parallelen Ebene, oder vielmehr in der Trennungsebene selbst; daher konnte auch die Diffraction dieses Lichtes zu beiden Seiten der Flächennormale mit vollkommener Symmetrie vor sich gehen. In diesem Falle musste auch, wie leicht ersichtlich, das Polarisations-Azimuth des um 90° von dieser Normale gebeugten Lichtes gleich 0 sein.

Sobald aber das einfallende Licht nicht mehr senkrecht zur Gitterebene einfiel, hörte auch sofort die symmetrische Anordnung des gebeugten Lichtes und zugleich damit die Einfachheit und Symmetrie der Polarisationsverhältnisse desselben auf. Genau dieselben Umstände finden im reflectirten gebeugten Lichte statt, nur dass hier das unter senkrechter Incidenz reflectirte Licht nicht direct beobachtet werden kann.

In allen Fällen der schiefen Incidenz kann das

Theilchen an der Grenzfläche nicht parallel zu dieser Trennungsfläche schwingen, denn wäre dies der Fall, so müsste derjenige gebeugte Strahl, welcher zur Grenzfläche nahezu parallel verläuft, das Polarisations-Azimuth 0 haben. Diese Folgerung befindet sich jedoch mit den hier mitgetheilten Beobachtungen in directem Widerspruche. So ist z. B. bei dem engeren Gitter ($90^\circ - i$ ist selbstverständlich der Winkel zwischen der einfallenden Wellennormale und der reflectirenden Fläche):

$$i = 65^\circ \quad 90^\circ - i = 25^\circ \quad d = 27^\circ 41' \quad \varphi = 27^\circ 46',$$

und ferner bei dem Gitter mit weiteren Intervallen:

$$i = 80^\circ \quad 90^\circ - i = 10^\circ \quad d = 11^\circ 12' \quad \varphi = 38^\circ 15'$$

$$i = 75^\circ \quad 90^\circ - i = 15^\circ \quad d = 15^\circ 44' \quad \varphi = 35^\circ 61'$$

$$i = 70^\circ \quad 90^\circ - i = 20^\circ \quad d = 21^\circ 16' \quad \varphi = 32^\circ 35'$$

Es kann mithin die Oscillation nicht parallel zur Trennungsfläche vor sich gehen, mit anderen Worten: bei schiefer Incidenz des Lichtes schwingen die Theilchen an der Grenzfläche in einer zur Letzteren geneigten Bahn, d. i. die Bewegung hat eine zur Trennungsfläche senkrechte Componente. Unter solchen Umständen kann man durchaus nicht eine gleichmässige symmetrische Verbreitung der Lichtbewegung erwarten.

Die Beobachtungen wurden mit Vernachlässigung der elliptischen Polarisation angestellt; es ist jedenfalls sehr wahrscheinlich, dass, wie das als geradlinig polarisirte einfallende Licht von den reflectirenden Flächen als elliptisch polarisirtes zurückgeworfen wird, so auch das gebeugte Licht diese Eigenschaft besitzt. Da das gebeugte Licht durch das zweite Nicol fast immer nahezu gänzlich verdunkelt werden konnte, so musste auch die elliptische Polarisation desselben gering sein, und dürften die hier gegebenen Polarisations-Azimuthen sehr nahe die Polarisations-Azimuthen der in der Richtung der grossen Axen der Ellipsenbahnen liegenden Schwingungscomponenten vorstellen.

Es stellen nun die einzelnen Tabellen die Polarisationssebenen (oder die darauf senkrechten Schwingungsrichtungen) der von einem und demselben schwingenden Mittelpunkt (Trennungsflächentheilchen) nach verschiedenen Richtungen sich fortpflanzenden Bewegungen dar. Diese bieten oft sehr eigenthümliche Erscheinungen, wenn z. B. das Licht unter dem Polarisationswinkel auf die geritzte Fläche auffällt (wie dies auch geschehen, aber hier der Weitläufigkeit wegen nicht angeführt wird), so ist der mittlere weisse Streifen der reflectirten Diffractionerscheinung unter dem Azimuthe 0 polarisirt, während die Polarisations-Azimuthe der zu beiden Seiten dieses Streifens liegenden Spectren zu beiden Seiten dieses Null-Azimuthes liegen. Aehnliche Fälle kommen in diesen Tabellen häufig vor, wo das in einer bestimmten Richtung gebeugte Licht das Azimuthe 0 besitzt, während die zu beiden Seiten dieser Richtung liegenden gebeugten Strahlen zu beiden Seiten dieses Nullpunktes liegende Azimuthe haben.

Will man nun nicht annehmen, dass die Lichtbewegung des Grenztheilchens senkrecht zur Einfall-(Diffractions)-Ebene vor sich gehe — eine hier gänzlich unmotivirte und daher unzulässige Annahme — so scheint es unmöglich, die Erscheinung anders aufzufassen als unter der Voraussetzung, dass die von einem und demselben Bewegungscentrum nach verschiedenen Richtungen sich verbreitenden Bewegungscomponenten verschiedene Phasen besitzen, während die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in demselben Medium nach verschiedenen Richtungen dieselbe bleibt. Ob und inwiefern diese Folgerung mit dem Huyghens'schen Principe verträglich ist, dürfte sich bald genug herausstellen. Leider besass das physikalische Institut in Pest noch nicht die geeigneten Apparate, welche zur genauen Untersuchung der elliptischen Polarisation erforderlich wären, und ohne welche man die erwähnte Frage wohl kaum definitiv erledigen kann.

Schliesslich ist man berechtigt, aus der ganzen Untersuchung folgende Schlüsse zu ziehen:

1. Bestätigung des schon von früheren Beobachtern gefundenen Umstandes, dass das geradlinig polarisirte Licht senkrecht zu seiner Polarisationssebene schwingt.

2. Wie immer auch die Bewegung der Lichtquelle als Oscillationscentrum beschaffen sei: die Schwingung der von diesem Centrum nach beliebiger Richtung sich verbreitenden Bewegung ist immer senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung derselben. (Dieser Umstand war auch schon früher aus misslungenen Interferenzversuchen gefolgert worden).

3. Die Schwingungsrichtung des gebeugten Lichtes ist abhängig von der Natur der reflectirenden Fläche, vom Einfallswinkel und vom Diffractionswinkel; vollständig unabhängig hingegen von den Intervallen des benutzten Gitters, von der Lichtgattung und dem Spectrensystem, von der Uebereinlagerung der verschiedenen Lichtgattungen und verschiedener Klassen von Spectren etc.

4. Die Polarisations-Azimuthe des reflectirten Lichtes bleiben dieselben, ob das Licht von einer Fläche grösserer Ausdehnung reflectirt wird, oder von einer Anzahl von Flächenelementen, deren Breite von derselben Grössenordnung ist, wie die der Lichtwellenlängen; vorausgesetzt natürlich, dass in beiden Fällen die Natur der reflectirenden Fläche unverändert geblieben ist.

5. Die Beobachtungen machen es ausserordentlich wahrscheinlich, dass die von einem an der Grenzfläche zweier Medien schwingenden Oscillationscentrum nach verschiedenen Richtungen sich fortpflanzenden Bewegungscomponenten verschiedene Phasen, und daher auch verschiedene Phasendifferenzen, aber (im selben Medium) dieselben Fortpflanzungsgeschwindigkeiten besitzen.

Schliesslich erlaube ich mir, den Herren Professoren Dr. A. Jedlik und Dr. Baron Roland Eötvös meinen wärmsten Dank für ihre Unterstützung bei diesen Versuchen auszudrücken.

Physikalisches Institut der Universität Budapest, im Sept. 1876.

**II. Notiz, betreffend die Dispersionscurve der Mittel mit mehr als Einem Absorptionsstreifen;
von E. Ketteler.**

Wenngleich ich in meinen letzten Aufsätzen¹⁾ das von mir vorgeschlagene Dispersionsgesetz in grösster Allgemeinheit behandelt habe, so ist dasselbe doch bis jetzt erst für Substanzen, die innerhalb des sichtbaren Spectrums einen einzigen Absorptionsstreifen zeigen, specieller beleuchtet und mit der Erfahrung verglichen worden.²⁾ Im Folgenden werde ich mich mit Mitteln mit zwei, drei oder mehr Absorptionsstreifen beschäftigen, und habe ich für einen speciellen Fall die bezügliche Dispersionscurve berechnet und zur Veranschaulichung auf Taf. III, Fig. 1 in ziemlich grossem Maassstabe gezeichnet.

Wenn man in der Gleichung:

$$(1) \quad n^2 - n_x^2 = \sum \frac{D' L^2}{l^2 - L^2}$$

die innere Wellenlänge $l = \frac{\lambda}{n}$ durch die äussere (λ) ersetzt und sie nach n auflöst, so erhält man $(m+1)$ Wurzeln, wenn m Summanden, resp. Absorptionsstreifen vorkommen. Die zugehörige Curve ($n = f(\lambda)$) besteht nämlich aus einer Anzahl Zweige von folgendem Verlauf. Während die beiden äussersten — der der Ordinatenaxe nächste und fernste — hyperbolisch verfließen und sich zwischen zwei Asymptoten halten, von denen die eine horizontal, d. h. der Abscissenaxe parallel, die andere geneigt ist und durch den Anfangspunkt hindurchgeht, zeigen die zwischenliegenden Zweige einen Krümmungswechsel. Auch sie gehen vom Anfangspunkte aus, bilden

1) Pogg. Ann. CLX. p. 466. und Erg. Bd. VIII. p. 444.

2) In einem Referat im Naturforscher (29. Juli 1876) heisst es irrtümlich, dass überhaupt nur solche Mittel berücksichtigt seien.

dann gegen die Ordinatenaxe zuerst ein Maximum, dann ein Minimum und werden zuletzt unendlich gross. Endlich erscheint jedes folgende Minimum mit jedem Maximum des vorhergehenden Zweiges durch ein complexenes Curvenstück verbunden. Konnte nun früher bezüglich eines Mittels mit nur einem Absorptionsstreifen gezeigt werden, dass bei einer bestimmten Auffassung den sämtlichen Theilen der Curve eine physikalische Bedeutung zukomme, so beschränkt sich diese hier nur auf diejenige Linie, welche sich zu beiden Seiten der horizontalen Asymptote hinzieht, bald reell, bald complex werdend, und sich bei nicht zu grossem D nirgends erheblich von ihr entfernt.

Dass freilich das Gesetz dieser letzteren ein so verwickeltes ist, rührt daher, weil jeder neu hinzutretende Absorptionsstreifen nicht bloss im allgemeinen die Brechungsverhältnisse ändert, sondern auch die Lage und Breite aller einzelnen Streifen gegen einander verschiebt, weil also — ganz in Uebereinstimmung mit der Erfahrung und entgegen den Annahmen von Sellmeier und Helmholtz — die Configuration der Absorptionsbänder keine feste, etwa an die Wellenlänge gebundene, sondern eine völlig variable ist.

Mit Rücksicht auf die vorstehenden Bemerkungen lässt sich nun ein Näherungsverfahren einschlagen. Wir schaffen zunächst (in etwas vollständigerer Weise als dieses Bd. CLX. p. 479 geschehen ist) den Einfluss aller, bloss in ihrer Gesamtheit einwirkenden ultraviolettten und ultrarother Absorptionen fort und suchen dann die Gleichung dahin zu vereinfachen, dass sie sich wesentlich auf die eine, physikalisch in Betracht kommende Linie beschränkt.

Zu dem Ende zerlege man die Totalsumme der Gleichung (1) in die folgenden drei:

$$n^2 - n_x^2 = \left(-S_1 \frac{D L^2}{L^2 - l^2} + S_2 \frac{D L^2}{l^2 - L^2} \right) + \sum \frac{D L^2}{l^2 - L^2}$$

und beziehe die erste auf das ultrarother Gebiet (l klein

gegen L), die zweite auf das ultraviolette (l gross gegen L) und die dritte auf das optische, für welches l und L von gleicher Ordnung sind. Dem entsprechend darf man schreiben:

$$n^2 - n_x^2 = \left(-k'l^2 - a + \frac{b}{l^2} + \frac{c'}{l^4} \right) + \sum \frac{D' L^2}{l^2 - L^2},$$

oder auch:

$$n^2 \left(1 + \frac{k'}{n^4} \lambda^2 - \frac{b}{\lambda^2} - \frac{c' n^2}{\lambda^4} \right) - a' = \sum \frac{D' L^2}{l^2 - L^2}.$$

Da diese Beziehung für $D'=0$ die Dispersionscurve des Lösungsmittels der untersuchten absorbirenden Medien ist, und da dann der Erfahrung zufolge das zweite wie vierte Glied der Klammer nur einen geringen Einfluss ausübt, so wird man selbst dann, wenn alle links stehenden Glieder durch die Anwesenheit der Farbstoffe eine kleine Modification erfahren, in $\frac{k'}{n^4}$ sowie in $c'n^2$ für n^2 einen gewissen Mittelwerth einsetzen dürfen. So erhält man, wenn auch die rechte Seite anders geschrieben und die Summe der D' mit a' zusammengefasst wird:

$$n^2 \left(1 + k\lambda^2 - \frac{b}{\lambda^2} - \frac{c}{\lambda^4} \right) - a = \sum \frac{D \lambda^2}{\lambda^2 - n^2 L^2}.$$

Es werde jetzt zur Abkürzung gesetzt:

$$(2) \quad n^2 = \frac{a}{k\lambda^2 + 1 - \frac{b}{\lambda^2} - \frac{c}{\lambda^4}},$$

$$D \frac{n^2}{a} = \mathfrak{D}.$$

Alsdann wird:

$$(3) \quad n^2 - n^2 = \sum \frac{\mathfrak{D} \lambda^2}{\lambda^2 - n^2 L^2},$$

welche Gleichung der Form nach ganz mit Gl. (1) übereinstimmt, wenn man in letztere statt des Grenzbrechungsindex n_x (für $\lambda = \infty$) den anderen n_0 (für $\lambda = 0$) einführt.

Um dieselbe für die weitere Verwendung möglichst homogen zu machen, empfiehlt es sich, sie nicht nach n^2 , sondern nach:

$$n^2 - n^2 = A$$

aufzulösen. Setzt man daher zur fernerer Abkürzung:

$$(4) \quad \frac{\lambda^2}{L^2} - n^2 = l^2, \quad \frac{D}{L^2} = d,$$

so hat man beispielsweise für drei Glieder:

$$(5) \quad A = \frac{d_1 \lambda^2}{l_1^2 - A} + \frac{d_2 \lambda^2}{l_2^2 - A} + \frac{d_3 \lambda^2}{l_3^2 - A}.$$

Wir werden diese Gleichung nach Potenzen von A entwickeln und die so für drei Absorptionsstreifen geltende Reihe durch Nullsetzung von d_3 , d_2 successive auf zwei, resp. einen Absorptionsstreifen beschränken. Man erhält:

Für drei Absorptionen:

$$\begin{aligned} -A^4 + A^3(l_1^2 + l_2^2 + l_3^2) - A^2[(l_1^2 l_2^2 + l_1^2 l_3^2 + l_2^2 l_3^2) + (d_1 + d_2 + d_3)\lambda^2] \\ + A\{l_1^2 l_2^2 l_3^2 + [d_1(l_2^2 + l_3^2) + d_2(l_1^2 + l_3^2) + d_3(l_1^2 + l_2^2)]\lambda^2\} \\ - (d_1 l_2^2 l_3^2 + d_2 l_1^2 l_3^2 + d_3 l_1^2 l_2^2)\lambda^2 = 0. \end{aligned}$$

Für zwei Absorptionen:

$$A^3 - A^2(l_1^2 + l_2^2) + A[l_1^2 l_2^2 + (d_1 + d_2)\lambda^2] - (d_1 l_2^2 + d_2 l_1^2)\lambda^2 = 0.$$

Für eine Absorption:

$$-A^2 + A l^2 - d \lambda^2 = 0.$$

Nur diese letztere Gleichung ist ohne weiteres aufzulösen, dagegen häufen sich die Schwierigkeiten, die sich der analytisch-geometrischen wie der algebraischen und numerischen Behandlung der übrigen entgegenstellen, mit Zunahme der Absorptionen. Wenn freilich die einzelnen dispergirenden Kräfte $d = \frac{D}{L^2}$, wie solches beispielsweise bei den Messungen Kundt's durchweg der Fall war, eine gewisse Grösse nicht überschreiten, so werden die A echte Brüche und dürfen alsdann die höheren Potenzen derselben von einer gewissen unteren Grenze an vernachlässigt werden. Weiter unten werde ich zeigen, dass für gewöhnlich A^4 und oft schon A^3 ausser Acht gelassen werden darf.¹⁾

1) Wollte man schon A^2 vernachlässigen, so ginge z. B. die letzte

Mit Rücksicht hierauf lassen sich sämtliche obige Gleichungen als quadratische behandeln, sofern nur A^3 als näherungsweise bekannt vorausgesetzt wird. Man erhält dann:

$$(6) \quad n^2 - n^2 = \frac{1}{2} M \pm \sqrt{\frac{1}{4} M^2 - N}.$$

Hierin bedeuten M und N und zwar:

Für einen Absorptionsstreifen:

$$(7) \quad M = l^2 = \frac{\lambda^2}{L^2} - n^2, \quad N = 2\lambda^2 = 2 \frac{\lambda^2}{L^2}.$$

Für zwei Absorptionsstreifen:

$$(8) \quad M = \frac{l_1^2 l_2^2 + (b_1 + b_2) \lambda^2}{l_1^2 + l_2^2}, \quad N = \frac{(b_1 l_2^2 + b_2 l_1^2) \lambda^2 - A^3}{l_1^2 + l_2^2}.$$

Für drei Absorptionsstreifen:

$$(9) \quad M = \frac{l_1^2 l_2^2 l_3^2 + [b_1 (l_2^2 + l_3^2) + b_2 (l_1^2 + l_3^2) + b_3 (l_1^2 + l_2^2)] \lambda^2}{l_1^2 l_2^2 + l_1^2 l_3^2 + l_2^2 l_3^2 + (b_1 + b_2 + b_3) \lambda^2},$$

$$N = \frac{(b_1 l_2^2 l_3^2 + b_2 l_1^2 l_3^2 + b_3 l_1^2 l_2^2) \lambda^2 - A^3 (l_1^2 + l_2^2 + l_3^2)}{l_1^2 l_2^2 + l_1^2 l_3^2 + l_2^2 l_3^2 + (b_1 + b_2 + b_3) \lambda^2}.$$

Analog für vier und mehr Streifen.

Die bei keiner Absorption sich darbietende Erscheinung ist schon früher beleuchtet. Da der Radicand der Gleichung (6) in Bezug auf λ^2 zweiten Grades ist, so verschwindet er für zwei Werthe λ'_g, λ''_g , die sogenannten Grenzwellenlängen, denen sich die Grenzbrechungsverhältnisse n'_g, n''_g zuordnen. Innerhalb des Intervalles $\lambda'_g - \lambda''_g$ wird n complex, also:

$$n = v \pm i \sqrt{v^2 - 1},$$

und zwar bedeutet hier v das physikalisch reelle Brechungs-

Gleichung für einen Absorptionsstreifen über in die Sellmeier'sche Form:

$$n^2 - n^2 = \frac{D L^2}{\lambda^2 - n^2 L^2},$$

und würde man dieselbe, um den Widerspruch zu vermeiden, dass die von vornherein als klein vorausgesetzte Grösse A doch für $\lambda = nL$ unendlich gross wird, nur auf weite Entfernungen vom Absorptionsstreifen beziehen dürfen.

verhältniss für senkrechte Incidenz und q den zugehörigen Extinctionscoefficienten, der den Absorptionsfactor $e^{-\frac{2\pi}{\lambda} q d} = e^{-\varepsilon d}$ zur Folge hat. Ausserhalb des genannten Intervalles wird $q = \varepsilon = 0$. Was noch das Vorzeichen der Wurzel betrifft, so ist dasselbe positiv zwischen den Grenzen $\lambda = 0$ und $\lambda = \lambda'_g$, negativ zwischen $\lambda = \lambda''_g$ und $\lambda = \infty$; für erstere Strecke ist die Curve der $n = v$ gegen die Abscissenaxe concav, für letztere convex.

Betrachten wir jetzt ebenso die Erscheinung bei zwei Absorptionen. Was zunächst wieder den Radicanden betrifft, so ist derselbe in Bezug auf λ^2 vierten Grades; und von der Wahl der Constanten wird es abhängen, ob die Wurzeln desselben sämmtlich oder nur theilweise reell sind. Nehmen wir den ersteren Fall. Der Radicand geht dann viermal durch die Null hindurch, und so theilen die bezüglichen vier Grenzwellenlängen $\lambda'_1, \lambda''_1, \lambda'_2, \lambda''_2$ die Abscissenaxe in fünf Strecken, für deren erste, dritte und fünfte derselbe positiv, für deren zweite und vierte er negativ wird. Diese beiden letzteren umfassen sonach die Breiten zweier Absorptionsstreifen.

Im Folgenden werde ich die Curve der v die Refractioncurve, die Curve der q die Absorptionscurve nennen und beide als die Dispersionscurve zusammenfassen.

Die Refractioncurve hat auf der Verbindungslinie der beiden Absorptionsstreifen die beiden bemerkenswerthen Punkte n_3, n_4 . Der erstere ist dadurch charakterisirt, dass für ihn $n = n$ und sonach $\mathcal{A} = 0$ wird. Die Bedingung hierfür ist:

$$N = b_1 l_2^2 + b_2 l_1^2 = 0,$$

so dass sich ableitet:

$$\frac{n_3^2}{\lambda_3^2} = \frac{\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}}{\frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2}}.$$

Für den anderen Punkt n_4 wird der gemeinschaftliche

Nenner von M und N unendlich gross, so dass man für ihn auf die ursprüngliche Gleichung zurückgreifen muss. Derselbe ist also geknüpft an die Beziehung:

$$l_1^2 L_2^2 + l_2^2 L_1^2 = 0,$$

woraus:

$$\frac{n_4^2}{\lambda_4^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{L_1^2} + \frac{1}{L_2^2} \right),$$

und er ist Wendepunkt der Curve. Und da wieder, wie bei dem früheren einfacheren Fall, das Wurzelzeichen positiv ist für den concaven und negativ für den convexen Theil der Curve, so hat man Ersteres für die Intervalle von $\lambda = 0$ bis $\lambda = \lambda'_1$ und von $\lambda = \lambda_4$ bis $\lambda = \lambda'_2$, Letzteres für die Strecken von $\lambda = \lambda''_1$ bis $\lambda = \lambda_4$ und von $\lambda = \lambda''_2$ bis $\lambda = \infty$.

Die Absorptionscurve, für welche beide Vorzeichen gleich berechtigt sind, besteht diesmal aus der durch zwei Erhöhungen unterbrochenen Graden ($q = 0$). Jeder dieser Berge begreift den Punkt in sich, für den resp.:

$$\lambda_{m_1} = n_{m_1} L_1, \quad \lambda_{m_2} = n_{m_2} L_2,$$

und welcher in dem Falle dem Maximum der Absorption und zugleich der Mitte des Streifens entspricht, wenn jeder nur für sich da ist, oder wenigstens beide hinlänglich weit von einander abstehen.

Durch Verschiebung des einen der beiden Berge, also dadurch, dass man die Constante L_2 successive die ganze Abscissenaxe durchlaufen lässt, erhält man dann auch den Uebergang zwischen diesem und dem vorigen Falle.

Ich habe nun die Refractions- und die Absorptionscurve unter Annahme zweier Absorptionen berechnet und auf Taf. III, Fig. 1 gezeichnet. Die specielleren Unterstellungen waren folgende. Zuzufolge des Aufsatzes¹⁾, in welchem die auf das Cyanin bezüglichen Beobachtungsreihen Kundt's berechnet sind, fand man resp. für die

1) l. c. CLX. p. 481.

weniger und für die mehr concentrirte alkoholische Lösung:

$$\begin{aligned} D' &= 0.002143 & L &= 0.43825^1) \\ &= 0.007005 & &= 0.42911, \end{aligned}$$

endlich für letztere, sofern $k = c = 0$, also $n_x^2 = a'$, $n_0^2 = n_x^2 - D' = a$ und sonach:

$$n^2 = \frac{n_0^2}{1 - \frac{b}{\lambda^2}}$$

gesetzt wurde:

$$n_x^2 = 1.85755, \quad n_0^2 = 1.85055, \quad b = 0.00538281.$$

Den Constanten des von mir gebildeten ideellen Mittels habe ich hiernach folgende Werthe beigelegt:

$$a = 1.85055, \quad b = 0.00538281,$$

so dass also die Curve der n völlig mit der der concentrirteren Lösung übereinstimmt. Ferner:

$$\begin{aligned} D_2 &= 0.007005, & L_2 &= 0.42911 \\ D_1 &= 0.002143, & L_1 &= 0.35314, \end{aligned}$$

von denen die drei ersteren wiederum den obigen Werthen entsprechen, während die innere Wellenlänge der Mitte des Streifens der schwächeren Lösung hier mehr zum Violett hin verschoben ist. Mittelst dieser Daten findet man:

$$\lambda_{m1} = 0.48597; \quad \lambda_{m2} = 0.58833,$$

und fällt so die Mitte des Absorptionsbandes 1 nahezu mit der Fraunhofer'schen Linie F , die von 2 nahezu mit D zusammen.

Die charakteristischen Wellenlängen λ_3 , λ_4 erhalten die Werthe:

$$\lambda_3 = 0.51179; \quad \lambda_4 = 0.52969.$$

Die weiteren Rechnungen findet man in folgender Tabelle zusammengestellt:

1) = 0.00043825 Mm.

Tabelle der Brechungs- und Extinctions-Indices.

	λ	n	ν'	ν	q	ϵ
<i>A</i>	69	0.76013	1.36673	1.37455		
<i>a</i>	60 $\frac{1}{3}$	0.71838				
<i>B</i>	53 $\frac{3}{5}$	0.68661	1.36818	1.37984		
	50	0.66920	1.36860	1.38234		
<i>C</i>	47 $\frac{1}{5}$	0.65602	1.36894	1.38515		
	45	0.64535	1.36922	1.38866		
	43	0.63581	1.36950	1.39377		
	42	0.63104	1.36964	1.39848	0.00000	
	41	0.62627	1.36978	1.40308	0.00681	0.0683
	40 $\frac{1}{2}$	0.62388	1.36985	1.40847	0.01682	0.1694
	39	0.61673	1.37008	1.40244	0.02677	0.2727
	37	0.60719	1.37039	1.39408	0.03457	0.3578
	35	0.59765	1.37072	1.38517	0.03936	0.4138
<i>D</i>	33	0.58833	1.37105	1.37562	0.04152	0.4435
	31	0.57857	1.37142	1.36424	0.04193	0.4553
	29	0.56903	1.37180	1.35059	0.03786	0.4180
	27	0.55949	1.37219	1.33192	0.02021	0.2270
	26 $\frac{1}{2}$	0.55710	1.37230	1.33433	0.00000	
	26	0.55472	1.37240	1.34033	1.34551	
	25	0.54995	1.37262	1.35305	1.35374	
	24	0.54518	1.37284	1.35805	1.35830	
	23	0.54041	1.37306	1.36141	1.36152	
	22	0.53564				
	20 $\frac{3}{5}$	0.52969	1.37359	1.36677		
<i>E</i>	20	0.52680	1.37374	1.36798		
	19	0.52133	1.37403	1.37021		
<i>b</i>	18	0.51656	1.37428	1.37223		
	17	0.51179	1.37455	1.37455		
	16	0.50702	1.37482	1.37761		
	15	0.50225	1.37510	1.38325	1.38313	0.00000
	14 $\frac{1}{2}$	0.49986	1.37524	1.39485	0.00168	0.0211
	14	0.49748	1.37539	1.39010	0.01457	0.1840
<i>F</i>	11 $\frac{2}{5}$	0.48597	1.37612	1.37234	0.02287	0.2956
	10	0.47840	1.37663	1.36345	0.02043	0.2683
	8	0.46886	1.37732	1.35398	0.00869	0.1165
	7	0.46409	1.37767	1.36251	1.36207	0.00000
	6	0.45932	1.37804		1.36599	
	5	0.45455	1.37842		1.36830	
	3	0.44501	1.37922		1.37136	
<i>G</i>	0	0.43077	1.38052		1.37455	
<i>H</i>		0.39674	1.38422		1.38052	

Ausgehend von λ_3 , schritt man beiderseits durchweg um den Abstand $(\lambda_b - \lambda_3) = 0.00477$ vorwärts und schaltete nur in der Nähe der Grenzwellenlängen einige Zwischenpunkte ein. Die ganze Strecke von A bis G theilt sich so fast genau in 69 gleiche Theile.

Demgemäss enthält die erste Columne ausser den Fraunhofer'schen Linien den jedesmaligen Abstand von G , die zweite, mit λ überschriebene, die Wellenlängen selbst. In der dritten Columne findet man die modificirten Indices (n) des Lösungsmittels und in den beiden folgenden die wirklichen Brechungsverhältnisse (ν , ν') als die Ordinaten der Refractionscurve. Die Zahlen der Spalte ν sind mittelst der Beziehungen (6) und (8) in der Weise erhalten, dass man das A^3 in N geradezu vernachlässigte. So bekam man erste Näherungswerthe und konnte vermöge deren Einsetzung in N zu genaueren Bestimmungen fortschreiten. Wenngleich dieses Verfahren nur für die Nähe der Grenzwellenlängen nothwendig wird, so bedarf es doch einer um so häufigeren successiven Wiederholung desselben, als man den wirklichen Grenzen näher kommt. In Spalte (ν') ist die Rechnung indess zur Vermeidung grösserer Umständlichkeit bloss für das Gebiet der reellen n durchgeführt.

Die sechste und siebente Columne endlich enthalten die Extinctionscoefficienten q und $\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda} q$, wie sie als coordinirt zu ν mit diesem gleichzeitig mittelst der Näherungsformel erhalten werden. Es ist folglich $e^{-\varepsilon}$ der Absorptionsfactor für eine Dicke $d = 1 = 0.001$ Mm. der absorbirenden Schicht.

Mit Benutzung der so erhaltenen Zahlen sind nun die drei Curven der Taf. III, Fig. 1 construirt worden. Curve I_a entspricht der modificirten Brechung des Lösungsmittels; sie ist diejenige Linie, zu deren beiden Seiten sich die hyperbolischen Krümmungen der anomalen Dispersion vollziehen. Curve I repräsentirt die Refractionscurve und

II die Absorptionscurve. Die gemeinschaftliche Einheit der Abscissen ($= 0.00477$) beträgt in der Figur 4 Mm., die der Ordinaten ist ebenfalls gleich, und zwar entspricht einer Differenz von 1 Einheit der dritten Decimale der (Refractions- und Extinctions-)Indices eine Länge von $\frac{1}{2}$ Mm.

Man wird bemerken, dass zufällig die Horizontale 50 dreimal von der Curve I geschnitten wird, nämlich in den Punkten n_G , n_3 , n_A , welchen mittleren Punkt (bei 17) überdies die beiden Curven I_a und I gemein haben. Der Wendepunkt n_4 von I liegt bei $20\frac{3}{8}$ (E). Die ausgezogenen Linien beziehen sich auf die Näherungswerthe der Spalten v und q , die punktirten auf die streng theoretischen Werthe. Entsprechend den Differenzen der Spalten v und v' ist der Verlauf beider Curven bis auf die Nähe der Spitzen bei n'_2 und n''_2 , welche den breiteren Absorptionsstreifen begrenzen, gleich und ist bei den gewählten Dimensionen selbst bei den Spitzen n'_1 , n''_1 des schmalen Streifens kaum verschieden. Die Grenzen des letzteren liegen etwa bei $7\frac{3}{8}$ und $14\frac{1}{2}$, die wahren Grenzen des ersteren etwa bei $26\frac{1}{8}$ und $40\frac{5}{8}$, wogegen die Näherungsformel die Tendenz hat, diese Grenzen gegen das Roth hin zu verschieben, die bezüglichen Spitzen zu verschärfen und den Abfall der Absorptionscurve unsymmetrischer zu machen.

Das Aussehen der hier gezeichneten Curven in Verbindung mit dem der regelmässigeren der einfachen Absorption berechtigt endlich zu folgenden Schlüssen:

1) Innerhalb des Absorptionsgebietes kann die Refractionscurve gegen die Abscissenaxe sowohl convex als concav ansteigen.

2) Die Annäherung zweier Absorptionsstreifen bedingt zugleich eine Dissymmetrie in der Schwärze derselben, und zwar sind die Lichtminima beider einander zugekehrt.

3) Sieht man von diesen geringfügigeren Veränderungen ab, so wird im allgemeinen das Princip der Superposition kleiner Wirkungen auch auf Refraction und

Absor-
bequ

III.

De-
versc-
tensi-
halte-
dene-
farbi-
spect-
homo-
legun-
App-
setzu-
stim-

gege-
eine
schni-
schra-
Platt-
am E-
werd-
Liege-
des
 $\lambda +$
dige
des S-
reich-
p. 26

Absorption angewandt werden dürfen und dann eine ebenso bequeme wie übersichtliche Darstellung ermöglichen.

Bonn, im März 1877.

III. *Ueber ein neues Photometer; von P. Glan.*

Der photometrische Vergleich zweier Lichtquellen von verschiedener Farbe erfordert die Bestimmung ihres Intensitätsverhältnisses für jede einzelne der in ihnen enthaltenen homogenen Farben. Die Mehrzahl der vorhandenen Photometer ist nun mehr darauf eingerichtet, gleichfarbiges Licht zu vergleichen, als verschiedenfarbiges spectral zu zerlegen und das Intensitätsverhältniss seiner homogenen Bestandtheile zu bestimmen. Eine solche Zerlegung muss bei ihnen ausserhalb des photometrischen Apparates stattfinden und es ist daher die Zusammensetzung mehrerer Apparate nöthig, um eine solche Bestimmung mit ihnen auszuführen.

Eine einfachere Anordnung hat zuerst Vierordt angegeben. Sein Photometer hat folgende Einrichtung. Die eine Platte am Spalt eines Spectralapparates ist durchschnitten und jede Hälfte für sich durch eine Mikrometerschraube mit getheilter Trommel verschiebbar, die andere Platte ist fest; so kann jeder Spalthälfte eine beliebige am Kopf der Mikrometerschraube ablesbare Breite gegeben werden. Seine Methode beruht auf folgender Betrachtung. Liegen die Wellenlängen der an einer bestimmten Stelle des Spectrums sich deckenden Farben zwischen λ und $\lambda + \Delta\lambda$ und haben sie alle die gleiche, durch ihre lebendige Kraft gemessene Intensität i , so ist die Intensität des Spectrums an dieser Stelle $i \cdot \Delta\lambda$ oder auch mit hinreichender Annäherung nach Helmholtz (Phys. Opt. p. 260):

$$k \cdot i \cdot \frac{\cos \eta \cdot \cos \varepsilon_1}{\sin \varphi} \cdot \frac{d\lambda}{dn} \cdot \Delta \varepsilon.$$

Hierin bedeutet ε_1 den Brechungswinkel an der ersten Fläche des Prismas für Licht, das von dem einen Spalt-
 rande ausgeht, von der Wellenlänge λ , η den zugehörigen
 Brechungswinkel an der zweiten Fläche und φ den brechen-
 den Winkel des Prismas. Ferner ist $\Delta \varepsilon$ die Spaltbreite,
 k ein Coefficient, der von dem Lichtverlust durch Reflexion
 und Absorption abhängt und $\frac{dn}{d\lambda}$ der Differentialquotient
 des Brechungsexponenten nach der Wellenlänge. Somit
 ist die lebendige Kraft der Lichtbewegung an einer
 Stelle des Spectrums der Spaltbreite proportional und sie
 wird bei diesem Apparat dadurch verändert, dass man
 die Anzahl der sich deckenden homogenen Farben durch
 Verbreiterung oder Verengerung des Spaltes vermehrt
 oder vermindert. Werden beide Spalthälften durch ver-
 schieden helles Licht beleuchtet und macht man ihre
 Spectren an irgend einer Stelle gleich hell, so verhalten
 sich die Intensitäten des auf die Spalthälften auffallenden
 Lichtes für diese Farbe des Spectrums umgekehrt, wie
 die Spaltbreiten.

Diese Betrachtung setzt einmal voraus, dass alle sich
 deckenden homogenen Farben die gleiche Intensität haben
 und dass die sichtbare Helligkeit der beiden zu verglei-
 chenden Lichtbündel für beide dieselbe Function ihrer
 lebendigen Kräfte ist. (Zöllner, Grundzüge einer allgem.
 Photom. d. Himmels p. 1—7. 1861.) Nur unter der ersten
 Voraussetzung ist die Intensität des Spectrums der Spalt-
 breite proportional und nur wenn die zweite erfüllt ist,
 folgt aus der gleichen Helligkeit die Gleichheit der leben-
 digen Kräfte.

Nun sind die beiden Lichtbündel aus einer verschie-
 denen Anzahl homogener Farben zusammengesetzt und
 das bewirkt, wenn die Breite der beiden Spalthälften hin-
 reichend verschieden ist, eine verschiedene Färbung. Man
 hat dann zwei Lichtbündel von verschiedener Farbe zu

vergle
 beurt
 fragl
 sie g
 dies
 durch
 Maas
 tionso
 die v
 her s
 sorpti
 Appa
 Störu
 I
 das v
 I
 Stativ
 nach
 dreht
 Prism
 stark
 dass
 hung
 um 1
 zules
 teren
 Ende
 geset
 Eine
 Schra
 sitzt
 kann
 ein M
 desse
 Entf
 der

And

vergleichen und da wird es einmal an sich schwieriger zu beurtheilen, wann sie gleich hell sind, und dann wird es fraglich, ob noch ihre lebendigen Kräfte gleich sind, wenn sie gleich hell scheinen. Vierordt schlägt deshalb in diesem Falle vor, das hellere Spectrum hauptsächlich durch Rauchgläser abzuschwächen und nur in geringerem Maasse durch Veränderung der Spaltbreite. Der Absorptionscoefficient dieser Rauchgläser muss dann vorher für die verschiedenen Farben bestimmt sein. Sie müssen daher so schwach absorbirend gewählt werden, dass ihr Absorptionscoefficient nur durch Spalterweiterung mit dem Apparat bestimmt werden kann, ohne dass die erwähnten Störungen eintreten.

Ich werde im Folgenden ein Photometer beschreiben, das von diesen Beschränkungen frei ist.

Der Apparat hat folgende Einrichtung. Auf einem Stativ ruht um die horizontale Axe *a* (Taf. III Fig. 2) und nach Lösung der Schraube *b* auch um eine verticale Axe drehbar ein Messingrohr *rr'*, das eine Anzahl Amici'scher Prismen enthält. Auf seinem einen Ende sitzt bei *r'* ein starker Messingbügel *cc'*, der das Rohr *dd'* trägt. Auf dasselbe ist bei *d* ein Theilkreis aufgesetzt, der die Drehung des um 360° drehbaren Nicols *n* mit Hülfe zweier um 180° gegenüberstehender Nonien bis auf Minuten abzulesen gestattet. Die beiden Stäbe *ee* dienen zur leichteren Ausführung auch kleiner Drehungen. Am anderen Ende bei *d'* ist ein Wollaston'sches Doppelprisma so eingesetzt, dass seine brechenden Kanten horizontal stehen. Eine den Messingbügel *cc'* und das Rohr *dd'* durchsetzende Schraube *s*, die in der Fassung des Doppelprismas fest sitzt und innerhalb des Ausschnittes bei *s* bewegt werden kann, gestattet kleine Drehungen desselben. Bei *d'* ist ein Messingrohr mit Objectivlinse und Spaltz aufgeschraubt, dessen Spalt durch ein Zahnrad mit Stange in beliebige Entfernung von der Linse gebracht werden kann. Vor der Mitte des Spaltes sitzt ein rechteckiges Stück ge-

schwärzten Messings (Taf. III Fig. 2a), dessen obere und untere Ränder genau parallel sind.

Auf der anderen Seite ist auf das Rohr rr' bei r ein Messingring gg mit einem kurzen Ansatzrohr aufgesetzt. Die beiden Stifte hh durchsetzen es und tragen ein Fernrohr, das um ihre Verbindungslinie als Axe drehbar ist. Die Drehung wird durch eine Schraube bewirkt, die in einen am Fernrohr befestigten Stift bei i eingreift. Etwa in der Focalebene des Oculars sind zwei geschwärzte Messingplatten in einem Schlitten gegeneinander verschiebbar angebracht. Ihre zugekehrten Ränder sind geradlinig und parallel und sie können an jeder Stelle durch zwei kleine Schrauben festgestellt werden. Um das Spectrum bis auf Streifen von beliebiger Breite abzublenden, dient die obige schon von Vierordt angewandte Vorrichtung. Das Ocular ist gegen sie verschiebbar und kann durch eine kleine Schraube in veränderlicher Entfernung von ihr befestigt werden; beide zusammen sind durch ein Zahnrad in dem Rohr, welches die Objectivlinse trägt, gegen diese verschiebbar. Um endlich bestimmte Stellen des Spectrums bezeichnen zu können, ist bei r ein kleines seitliches Rohr mit einer Mikrometerscala eingesetzt, die in bekannter Weise die einzelnen Theile des Spectrums bezeichnet.

Danach ist der Gang der Lichtstrahlen im Apparat folgender. Das von jeder Spalthälfte ausgehende Licht wird durch das Wollaston'sche Prisma in zwei Bündel zerlegt, die rechtwinklig zu einander polarisirt sind. (F. E. Neumann, Ueber den Einfluss der Krystallflächen bei der Reflexion des Lichts; Berl. 1837 p. 75.)

Die beiden einer Spalthälfte entsprechenden Bilder sind in entgegengesetztem Sinne in der Längsrichtung des Spaltes verschoben; in der Mitte grenzt ein Bild der oberen Spalthälfte an eines der unteren. Beide Bündel gehen dann durch das Nicol'sche Prisma, werden durch die Amici'schen Prismen spectral zerlegt und erzeugen so im Beobachtungsfernrohr zwei aneinander grenzende Spectren, deren Helligkeitsverhältniss von dem Winkel

abhän
mas
Sind
hälft
coeff
bedin
polar
der
der
man
tren

Wird
ausge
Nicol
helle
Polar
Helli

und

Die
der C
ob z
erken
bar
erleu
Appa
der S
entw
Wink
Strah
die
Spalt
sich
hälft

abhängt, den die Polarisationssebene des Nicol'schen Prismas mit dem Hauptschnitt des Wollaston'schen macht. Sind J und i die Intensitäten der von den beiden Spaltheilften ausgehenden Lichtbündel, α und α' zwei Schwächungscoefficienten, die durch die Brechungen und Absorptionen bedingt sind, welche die beiden rechtwinklig zu einander polarisirten Lichtbündel im Apparat erleiden, ist ferner α der Winkel, den die Polarisationssebene des Nicols mit der des Bündels macht, dessen Helligkeit J ist, und hat man das Nicol'sche Prisma so eingestellt, dass beide Spectren gleich hell erscheinen, so ist:

$$Ja \cos^2 \alpha = ia' \sin^2 \alpha.$$

Wird jetzt die Helligkeit des von der einen Spaltheilfte ausgehenden Lichtes irgendwie geändert, so muss man dem Nicol eine andere Stellung geben, um wieder zwei gleich helle Spectren zu erhalten. Ist α' der Winkel, den seine Polarisationssebene jetzt mit der des Bündels macht, dessen Helligkeit jetzt J' sei, so hat man wieder:

$$J'a \cos^2 \alpha' = ia' \sin^2 \alpha'$$

und folglich:

$$\frac{J'}{J} = \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha'}{\operatorname{tg}^2 \alpha}$$

Die Empfindlichkeit des Photometers hängt demnach von der Genauigkeit ab, mit der wir zu beurtheilen vermögen, ob zwei Flächen gleich hell sind; Helligkeitsunterschiede erkennen wir aber am besten, wenn die Flächen unmittelbar an einander grenzen und bis zur Grenze gleichmässig erleuchtet sind. Die erste Bedingung lässt sich durch den Apparat leicht herstellen. Ist d der Abstand der Bilder der Spaltheilften, wie sie von der Linse des Collimatorrohrs entworfen werden, vom Wollaston'schen Prisma, δ der Winkel zwischen den beiden aus dem Prisma austretenden Strahlen, in die ein einfallender Strahl zerlegt wird, und e die scheinbare Entfernung des unteren Randes der oberen Spaltheilfte von dem oberen Rande der unteren, so werden sich die einander zugekehrten Bilder der beiden Spaltheilften berühren, wenn:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{e}{d}$$

ist.

Der Winkel δ hängt von der Wellenlänge des auffallenden Lichtes ab, er wächst mit dem Brechungs-exponenten. Bei einer bestimmten Einstellung wird die Berührung daher immer nur für eine Farbe des Spectrums möglich sein, die Spaltbilder brechbareren Lichtes werden zum Theil übereinander greifen, die weniger brechbaren sich noch nicht berühren. Die Breite des geschwärzten Messingstreifens, der vor der Mitte des Spaltes befestigt ist, ist nun so gewählt, dass sich für eine mittlere Farbe des Spectrums die Bilder der beiden Spalthälften berühren, wenn der Spalt um die Brennweite von der Collimatorlinse entfernt ist. Nähere ich von dieser Stellung aus den Spalt der Collimatorlinse, so wächst $\frac{e}{d}$; die vorher sich berührenden Spaltbilder werden jetzt übereinandergreifen und brechbarere Theile der Spectren zur Berührung kommen. Das Umgekehrte findet statt, wenn man den Spalt von der Linse entfernt, und so kann man jede Stelle der beiden Spectren, an der man zu beobachten wünscht, zur Berührung bringen.

Die zweite Bedingung für genaue photometrische Messungen, die gleichbleibende Helligkeit der aneinandergrenzenden Flächen bis zur Grenze hin, setzt einmal sehr reine Spectren voraus. Da das Wollaston'sche Doppelprisma Lichtbündel verschiedener Farbe um verschiedene Winkel ablenkt, so sind bei sehr unreinen Spectren die brechbareren von den an einer Stelle sich deckenden Farben in der Längsrichtung des Spaltes merklich mehr verschoben und die Ränder erscheinen daher verwaschen. Scharf begrenzte, nicht durch Zerstreuungskreise undeutliche Ränder werden aber auch sehr reine Spectren nur dann haben, wenn das von einem leuchtenden Punkt des Spaltes ausgehende Licht auch nach den Brechungen durch die Prismen homocentrisch bleibt und die vom Wollaston'schen Doppelprisma entworfenen beiden Bilder des Spaltes

gleich weit vom Auge entfernt sind. Ein von einem leuchtenden Punkt im Spalt ausgehendes, sehr dünnes Lichtbündel hat nun nach seinem Durchgange durch das Wollaston'sche Doppelprisma zwei zu einander senkrechte Focalebene (Kummer, Berl. Monatsber. 1860, p. 469), von denen die eine parallel der Längsrichtung des Spaltes ist. Die Brennweiten der in ihnen liegenden Strahlen findet man, wenn man zwei einen unendlich kleinen Winkel bildende Strahlen rückwärts auf ihrem Gange durch die Prismen verfolgt und die Aenderung bestimmt, die dieser Winkel durch die Brechungen in den Prismen erleidet. Eine kurze Rechnung ergibt, dass sich der Winkel zwischen zwei Strahlen, die in einer durch die Axe des Bündels gehenden und den brechenden Kanten der Prismen parallelen Ebene liegen, bis auf unendlich kleine Grössen zweiter Ordnung durch ihren Durchgang durch die Prismen nicht ändert. Die Brennweite in einer zur Längsrichtung des Spaltes senkrechten Ebene ist daher der ursprünglichen Entfernung des leuchtenden Punktes gleich. Es gilt dies sowohl für dasjenige austretende Strahlenbündel, welches im ersten Prisma ordentlich, im zweiten ausserordentlich gebrochen wird, als für das erst ausserordentlich, dann ordentlich gebrochene. In diesem Brennpunkte ist der Querschnitt des Strahlenbündels eine der Längsrichtung des Spaltes parallele Linie. Ist r der Abstand des leuchtenden Punktes, ϱ_1 und ϱ_2 die Brennweiten der in den Focalebene liegenden Strahlen und b die Höhe des Wollaston'schen Prismas, so ist die Länge dieser Linie $\frac{b(\varrho_2 - \varrho_1)}{\varrho_2}$.

Die von der Collimatorlinse entworfenen Spaltbilder liegen nun stets sehr weit vom Prisma entfernt, und daher erscheint diese kleine Linie — die eine Brennweite ist etwa um $\frac{1}{165}$ grösser als die andere — auch durch ein vergrösserndes Fernrohr betrachtet nur als ein Punkt.

Somit können wir das Beobachtungsfernrohr auf die beiden vom Wollaston'schen Prisma entworfenen Bilder jeder Spalthälfte zugleich scharf einstellen und die anein-

andergrenzenden Bilder werden bis zur Berührungslinie gleich hell sein, wenn die Spalthälften gleichmässig beleuchtet und dem Brennpunkt der Collimatorlinse nahe sind. Directe Beobachtungen am Photometer mit breitem Spalt und Natronlicht entsprachen dem denn auch.

Der geschwärzte Messingstreifen vor der Mitte des Spaltes dient dazu, dass diese gleichmässige Beleuchtung der beiden Spalthälften auch erhalten bleibt, wenn absorbirende Flüssigkeiten vor die eine Spalthälfte gebracht werden. Man füllt dazu das Gefäss so weit, dass die an der Wand emporsteigende Flüssigkeitsschicht, die das durchgehende Licht in verschiedener Höhe verschieden schwächt, grade vor den Messingstreifen kommt. Seine Breite von 4—5 Mm. ist hinreichend, sie ganz zu decken, und so bleiben die aneinandergrenzenden Spectren bis zur Berührungslinie gleich und die Messungen genau, auch wenn eine absorbirende Flüssigkeit vor der einen Spalthälfte ist.

Um Messungen auszuführen, stelle man das Ocular des Beobachtungsfernrohres so ein, dass der Spalt der Ocularblendung deutlich erscheint, befestige es dann durch die oben und unten an ihm befindlichen kleinen Schraubenköpfe in dem die Blendung tragenden Rohre und verschiebe beide durch das seitlich angebrachte Zahnradgetriebe soweit, dass man den Spalt des Collimatorrohres deutlich sieht. Man löse dann die Schraube *s* (Taf. III Fig. 2) und drehe durch sie das Wollaston'sche Prisma so lange, bis die Fraunhofer'schen Linien des Spectrums der einen Spalthälfte in die Verlängerung der entsprechenden Linien des anderen Spectrums fallen; in dieser Stellung ziehe man die Schraube *s* fest an. Man schiebe hierauf die Platten der Ocularblendung in die Mitte des Gesichtsfeldes, so dass zwischen ihnen ein Spalt von 3—4 Mm. scheinbarer Breite bleibt und befestige sie in dieser Stellung durch die an ihnen befindlichen kleinen Schraubenköpfe. Eine Drehung der am Objectiv des Beobachtungsfernrohres seitlich angebrachten Schraube bringt dann die Stelle des Spectrums, an der man zu beobachten wünscht, in den

Spa
Spe
gren
fern
torb
ein,
oben
den
glei
der
a u
nen
App

Das
dass
tom
erle
glei
Nico
rech

Der
im
mas
der
leser
eben
mus
geze
über
jede
und

Spalt der Ocularblendung. Ist zwischen den beiden Spectren an dieser Stelle ein dunkler Zwischenraum oder greifen sie zum Theil übereinander, so nähert oder entfernt man den Spalt am Collimatorrohr von der Collimatorlinse und stellt das Beobachtungsfernrohr von neuem ein, bis sie sich berühren. Ist dann i die Helligkeit der oberen Spalthälfte, i' die der unteren, α der Winkel, um den das Nicol gedreht werden musste, um beide Spectren gleich hell zu machen, von der Stellung aus gerechnet, in der es das Bild der unteren Spalthälfte auslöscht, und sind a und a' zwei Coefficienten, die die Schwächung bezeichnen, welche die beiden zu vergleichenden Lichtbündel im Apparat erleiden, so ist:

$$\frac{i}{i'} = \frac{a'}{a} \operatorname{tg}^2 \alpha.$$

Das Verhältniss $\frac{a'}{a}$ lässt sich in der Weise bestimmen, dass man nach dem Vorgange von Wild das Photometer auf einen weissen, durch Sonnenlicht gleichmässig erleuchteten Schirm richtet und die beiden Spectren auf gleiche Helligkeit bringt. Ist α' der Drehungswinkel des Nicols, wieder von der oben angegebenen Lage aus gerechnet, bei dem sie gleich hell sind, so ist:

$$\frac{a'}{a} = \operatorname{ctg}^2 \alpha'.$$

Der aus dem Nicol'schen Prisma austretende Strahl fällt im allgemeinen weder mit der Drehungsaxe des Prismas zusammen, noch liegen beide in dem Hauptschnitt der hinteren Hälfte des Nicols, es sind daher die abgelesenen Drehungen nicht die Drehungen der Polarisationsebene des austretenden Strahls. Um diese zu erhalten, muss man, wie Bakhuyzen (Pogg. Ann. CXLV. p. 259) gezeigt hat, das Mittel aus zwei Bestimmungen in gegenüberliegenden Quadranten nehmen. Man wiederhole daher jede Einstellung nach einer Drehung des Nicols um 180° und nehme aus beiden Bestimmungen das Mittel; die Dif-

ferenzen dieser Mittel geben dann die Drehung der Polarisationsebene des austretenden Strahls an.

Will man mit dem Apparat den Absorptionscoefficienten eines Körpers bestimmen, so wende man paralleles Licht an, benutze also entweder Sonnenlicht oder stelle die Lampe in den Brennpunkt einer Linse. Eine solche Bestimmung setzt nämlich voraus, dass die zu der einen Spalthälfte kommende Lichtmenge nur durch die Reflexion oder Absorption des eingeschalteten Körpers geändert wird, und das findet nur bei parallelem Licht statt. Bei convergentem Licht vergrößert die Brechung in dem absorbirenden Körper die zum Spalt kommende Lichtmenge und lässt die Menge des absorbirten Lichtes zu klein erscheinen, wenn man ihren Einfluss nicht in Rechnung zieht.

Der Apparat lässt sich auch mit geringen Abänderungen für die photometrische Vergleichung der Spectren der Himmelskörper benutzen und Hr. Dr. Vogel hat auf der Sonnenwarte in Potsdam einen derartigen Apparat in Gebrauch. Zur Beobachtung lichtschwacher Sterne empfiehlt sich vielleicht eine Combination der beschriebenen photometrischen Vorrichtung mit dem von Zöllner (K. sächs. Ges. d. Wiss. April 1874) angegebenen Ocularspectroscop. Mit einem kleinen Browning'schen Taschenspectroscop habe ich eine solche Zusammenstellung ausführen lassen und Messungen mit dem kleinen Apparat anstellen können.

Die Herstellung des Photometers, das sehr sorgfältig geschliffene Nicol'sche und Wollaston'sche Prismen aus sehr homogenem Material erfordert, haben die Herren Franz Schmidt und Haensch in Berlin übernommen. Die Mittheilung einer Reihe von Beobachtungen, die ich mit dem Apparat angestellt habe, behalte ich mir für eine nächste Arbeit vor.

Berlin, den 10. Mai 1877.

IV. Ueber die electriche Influenz auf nicht-leitende feste Körper; von A. Wüllner.

(Aus den Sitzungsberichten der K. b. Akademie zu München von Hrn. Verfasser mitgetheilt.)

(Fortsetzung von S. 275.)

13.

Ich habe besonders die Ebonitplatten, deren ich 6 von verschiedener Dicke gleichzeitig aus derselben Fabrik bezogen hatte, benutzt, um einen etwaigen Einfluss der Dicke auf die Grösse und den Gang der Influenz in den Isolatoren zu untersuchen. Die Platten hatten folgende Dicken:

Platte VI.	15.30	Mm.
„ V.	10.41	„
„ IV.	8.36	„
„ III.	3.53	„
„ II.	2.24	„
„ I.	1.12	„

Die Beobachtungen mit dem Sinuselectrometer wurden theils so angestellt, dass die Collectorplatte auf den Ebonitplatten auflag, theils dass sie in geringer Entfernung von 0.294 oder 0.588 Mm. darüber schwebte. Die Uebereinstimmung der unter diesen verschiedenen Umständen an einer und derselben Platte berechneten Werthe von α bietet eine Controle für die Beobachtungen.

In den nachfolgenden Tabellen gebe ich die in 6 Beobachtungsreihen, welche im December 1875, Januar und Februar 1876 angestellt sind, für die Ebonitplatten III—VI gefundenen Werthe von α . Die erste Columnne enthält die Zeit in Minuten, für welche der betreffende Werth von α gilt, die folgenden diese Werthe, wie sie bei den über den betreffenden Columnnen angegebenen Abständen der Collectorplatte erhalten wurden.

Tabelle I. Ebonitplatte VI.

Zeit in Minuten.	Abstand der Collectorplatte.					
	0.00 Mm.	0.294 Mm.			0.588 Mm.	
1	0.5364	0.5684	0.4986	0.5684	0.5352	0.5737
2	0.5514	0.5972	0.5206	0.5999	0.5611	0.6064
3	0.5577	0.6183	0.5300	0.6267	0.5848	0.6232
4	0.5770	0.6405	0.5502	0.6535	0.6064	0.6370
6	0.5881	0.6634	0.5715	0.6836	0.6294	0.6611
8	—	0.6823	0.5860	0.7112	0.6483	0.6813
12	0.6121	0.7152	0.6047	0.7458	0.6877	0.7129
16	0.6292	0.7384	0.6226	0.7636	0.6955	0.7300
20	0.6419	0.7543	0.6389	0.7729	0.7125	0.7495
24	0.6535	0.7727	0.6521	—	0.7317	0.7576
28	0.6588	0.7845	0.6613	0.7880	—	0.7713
32	0.6687	—	0.6655	—	0.7420	0.7769
36	0.6751	0.7909	0.6784	—	0.7508	—
40	0.6839	0.7952	0.6868	0.7994	0.7568	0.7842
52	0.7029	—	0.7062	—	—	—

Tabelle II. Ebonitplatte V.

Zeit in Minuten.	Abstand der Collectorplatte.					
	0.00 Mm.	0.294 Mm.			0.588 Mm.	
1	0.5295	0.5688	0.5354	0.5367	0.5738	0.5756
2	0.5610	0.6023	0.5533	0.5625	0.5932	0.6025
3	0.5755	0.6222	0.5644	0.5781	0.6068	0.6162
4	0.5889	0.6405	0.5872	0.5840	0.6178	0.6191
6	0.6088	0.6639	0.5971	0.6030	0.6344	0.6384
8	0.6270	0.6815	0.6263	0.6243	0.6484	0.6503
12	0.6596	0.7134	0.6531	0.6544	0.6657	0.6757
16	0.6729	0.7348	0.6795	—	0.6774	0.6874
20	0.6877	0.7476	0.7034	0.7054	0.6894	0.6928
24	0.7001	0.7542	0.7126	—	0.7012	—
28	0.7123	0.7690	0.7292	0.7300	0.7083	—
32	0.7231	0.7818	0.7353	0.7400	0.7192	0.7250
36	0.7287	0.7856	0.7420	—	0.7247	—
40	0.7350	0.7949	0.7490	0.7500	0.7291	0.7400

Tabelle III.
Ebonitplatte IV.

Zeit in Minuten.	Abstand der Collectorplatte.			
	Mm. 0.00	Mm. 0.294	Mm. 0.588	
1	0.5599	0.6691	0.5589	0.5776
2	0.5732	0.7098	0.5704	0.5973
3	0.5828	0.7279	0.5836	0.6150
4	0.5937	0.7466	0.5945	0.6155
6	0.6118	0.7778	0.6126	0.6320
8	0.6243	0.7955	0.6289	0.6565
12	0.6412	0.8289	0.6591	0.6726
16	0.6490	0.8547	0.6650	0.6870
20	0.6616	—	0.6954	0.6967
24	0.6694	—	0.7030	0.7058
28	0.6761	—	0.7146	0.7207
32	0.6765	—	0.7237	0.7265
36	0.6838	—	0.7330	0.7308
40	0.6860	—	0.7397	0.7358

Tabelle IV.
Ebonitplatte III.

Zeit in Minuten.	Abstand der Collectorplatte.			
	Mm. 0.294	Mm. 0.588		
1	0.5847	0.6194	0.5896	0.5742
2	0.6057	0.6335	0.6116	0.5862
3	0.6218	0.6496	0.6173	0.5965
4	0.6283	0.6617	0.6261	—
6	0.6453	0.6732	0.6422	0.6216
8	0.6659	0.6865	0.6533	0.6425
12	0.6774	0.7077	0.6607	0.6551
16	0.6818	0.7232	0.6771	0.6682
20	0.6950	0.7400	0.6965	0.6839

14.

Vergleicht man zunächst die für ein und dieselbe Platte erhaltenen Werthe für α , so findet man in den für gleiche Zeiten bei jeder der 4 Platten bestimmten Werthen von α ziemlich beträchtliche Unterschiede, welche bei der Platte VI bis auf 0.2 des mittleren Werthes von α reichen, bei Platte IV einen noch bedeutend höheren Betrag erreichen. Dass diese Unterschiede nicht etwa durch einen Fehler in der Bestimmung der Constanten des Apparates begründet sind, ergibt sich, abgesehen von der Grösse der Unterschiede, daraus, dass die Unterschiede bei gleicher Lage der Collectorplatte in jeder Tabelle ebenso gross sind, als diejenigen, welche bei den verschiedenen Lagen derselben erhalten sind. Bei gleicher Lage der Collectorplatte ändert sich aber nur der Werth des Quotienten B , in welchem, wie vorher gezeigt wurde, Fehler von solcher Grösse nicht möglich sind, die nothwendig wären, um derartige Unterschiede zu erklären.

Wir müssen daher schliessen, dass der Gang der Influenz bei einer und derselben isolirenden Platte in der That zu verschiedenen Zeiten ein sehr verschiedener sein kann. Als einen wesentlichen Grund dieser Verschiedenheit gab sich der Feuchtigkeitszustand der Luft zu erkennen, indem die Werthe von α stets rascher wachsen, wenn die Luft feuchter ist.

Den Nachweis hierfür lieferte der Gang der Versuche selbst, indem die Zunahme von α mit der Zeit stets dann ein rascherer war, wenn auch der Electricitätsverlust ein grösserer war. Es genügt das an einzelnen Beispielen zu zeigen. Bei Platte VI zeigen die zweite und dritte Columne den grössten Unterschied in den gleichzeitigen Werthen von α . Bei der Versuchsreihe, welche die Columne 2 lieferte, nahm der Werth des Potentials auf der Collectorplatte während der Dauer des Versuches ab von 0.9635 auf 0.6602; bei der in Columne 3 dargestellten Versuchsreihe in der beträchtlich grösseren Zeit nur von 0.9769 auf 0.8335.

Einen noch grösseren Unterschied zeigen die Reihen 2 und 3 der Tabelle III für die Platte IV. Bei der zweiten Reihe für die Platte IV nahm der Werth des Potentials in 12 Minuten von 0.8871 ab auf 0.6275, bei der in der folgenden Columnne dargestellten Reihe dagegen in 40 Minuten nur von 0.9257 auf 0.8043.

Man ist geneigt, diesen Unterschied auf eine mehr oder weniger starke Leitung der Oberflächen der Isolatoren zu schieben, welche durch eine Condensation der Luftfeuchtigkeit bedingt wird, da die Temperatur, bei welcher die den einzelnen Platten angehörigen Werthe gefunden wurden, immer sehr nahe die gleiche war, etwa 18° C., die Temperatur, bis zu welcher der Raum meines Laboratoriums ziemlich constant geheizt ist.

Man muss dann für alle von mir untersuchten Isolatoren einen ziemlich gleichen Einfluss der condensirten Feuchtigkeit auf die Oberflächenleitung annehmen, da sich bei allen ähnliche Unterschiede in dem Verlaufe der Influenz zeigen; weiter auch muss diese Condensation ziemlich schnell erfolgen, denn die Unterschiede zeigten sich auch, wenn man die Platten vorher in einem durch wasserfreie Phosphorsäure getrockneten Raume aufbewahrt hatte. Ausserdem müssen dann aber auf diese Oberflächenleitung noch andere nicht erkennbare Einflüsse von Bedeutung sein, da selbst bei gleichem, an der gleichen Schnelligkeit des Electricitätsverlustes erkennbarem Feuchtigkeitszustande der Luft sich Unterschiede in dem Gange der Influenz bemerklich machen.

Trotz dieses Unterschiedes in dem Gange der Influenz ist, wie die vorigen Tabellen zeigen, der anfängliche Werth der Influenz nicht sehr verschieden, und ebenso werden wir erkennen, dass der schliesslich erreichbare Werth nicht davon beeinflusst wird.

15.

Vergleicht man ferner die Werthe von α für die 4 Platten, deren dickste eine mehr als vierfache Dicke als

die dünnste hat, so erkennt man unmittelbar, dass die für die verschiedenen Platten erhaltenen Werthe von α nicht mehr von einander abweichen als die für eine Platte erhaltenen. Es tritt das besonders deutlich hervor, wenn man die für die verschiedenen Platten aus obigen Beobachtungsreihen sich ergebenden den gleichen Zeiten entsprechenden Mittelwerthe von α zusammenstellt. Folgende Tabelle zeigt, wie wenig die Mittelwerthe von einander abweichen, besonders die für die beiden ersten Platten, für deren jede 6 Reihen zu Gebote standen, trotz der grossen in den einzelnen Reihen vorhandenen Unterschiede. Es erklärt sich das eben dadurch, dass die Beobachtungen alle in dem gleichen Zeitraume angestellt sind, so dass die äusseren Einflüsse alle Platten nahezu gleichmässig trafen.

Tabelle V.
Mittelwerthe von α für die verschiedenen Platten.

Zeit in Minuten.	Werthe von α für Platte			
	VI	V	IV	III
1	0.5468	0.5533	0.5911	0.5920
2	0.5728	0.5791	0.6126	0.6092
3	0.5901	0.5939	0.6298	0.6213
4	0.6108	0.6062	0.6375	0.6303
6	0.6329	0.6244	0.6585	0.6456
8	0.6515	0.6430	0.6763	0.6641
12	0.6794	0.6703	0.6979	0.6752
16	0.6966	—	0.7114	0.6876
20	0.7116	0.7060	—	0.7039
24	0.7246	—	—	—
28	0.7334	—	—	—
32	—	0.7374	—	—
36	—	0.7400	—	—
48	0.7510	0.7497	—	—

Trotz der in der That nahen Uebereinstimmung der Werthe für α ist indess nicht zu verkennen, dass die für

die ersten Minuten erhaltenen Werthe von α für die dünneren Platten die grösseren sind, dass erst etwa von der 8. Minute ab die Werthe wirklich gleich werden. Das zeigt sich ebenso, wenn man die Werthe von α für die beiden noch dünneren Platten I und II hinzufügt. Für diese musste man sich begnügen, die Werthe von α für die erste und eine oder einige späteren Zeiten zu bestimmen, da die Ablenkungen am Sinuselectrometer schon sofort nach dem Niederlassen der Collectorplatte nur 2° — 3° betrug; es war deshalb bei der mit dem Sinuselectrometer erreichbaren Genauigkeit ein stetiges Verfolgen der Influenz bei diesen Platten nicht durchzuführen. Die so für die beiden Platten erhaltenen Werthe waren folgende:

Tabelle VI.

Werthe von α für Platte II und I.

Zeit.	Platte II. Werthe von α .				
	0.6514	0.6218	0.6035	0.6356	0.6281
1'	—	—	0.6707	—	—
35'	—	—	—	—	0.6950
40'	Platte I.				
0'	0.6059	0.5076	0.6074	0.6140	0.6129
53'	—	—	0.6789	—	—
55'	—	—	—	0.7393	—

Der der ersten Minute entsprechende Mittelwerth für Platte II ist 0.6281, für Platte I 0.6063. Hier gibt also die dickere Platte einen etwas grösseren Werth, während der für die dünnere Platte erhaltene nur wenig grösser ist als der für Platte III erhaltene.

Sehen wir von Platte II ab, so ist ein Wachsthum der Werthe α mit abnehmender Plattendicke unverkennbar.

Dasselbe gaben die nach der zweiten Methode unter gleichen Verhältnissen gefundenen Werthe zu erkennen. Eine Anzahl für die verschiedenen Platten in den Tagen vom 12. bis 18. Mai 1876 bestimmter Werthe ergaben im Mittel für die Dauer der Influenz von 10 Secunden:

Platte VI. $\alpha = 0.5881$	Platte III. $\alpha = 0.6036$
„ V. $\alpha = 0.5930$	„ II. $\alpha = 0.6263$
„ IV. $\alpha = 0.6042$	„ I. $\alpha = 0.6135$

Dass diese Werthe trotz der kürzer dauernden Influenz zum Theil etwas grösser sind als die vorher für 1 Minute angegebenen Werthe, zeigt den im §. 6 erwähnten Einfluss des Abströmens der Electricität von den die Collectorplatte tragenden Glasstäbchen.

Diese Verschiedenheit der Werthe α verschwindet indess mit wachsender Zeit, indem für die dickeren Platten die Zunahme von α anfänglich eine etwas raschere ist als für die dünneren; von der 6. oder 8. Minute ab lässt sich ein Einfluss der Plattendicke nicht mehr erkennen. Diese nach einiger Zeit eintretende Gleichheit von α zeigt sich auch, wenn man nach der zweiten Methode die Influenz eine sehr lange Zeit, nämlich 3 Stunden, wirken lässt. Der Werth α wächst dann, wie schon hier erwähnt werden mag, sehr stark und nähert sich sehr der Einheit. Es ergab sich für:

Platte VI.	Platte V.	Platte IV.	Platte III.	Mittel.
$\alpha = 0.9561$	$\alpha = 0.9486$	$\alpha = 0.9424$	$\alpha = 0.9468$	$\alpha = 0.9486$

Dieser Gang der Werthe von α beweist, dass in den Isolatoren, wie es die Theorie der Influenz verlangt, die Influenz von der Dicke der Platten unabhängig ist. Die Potentialtheorie zeigt, dass bei einem plattenförmigen Condensator die scheidende Kraft zwischen den Platten unabhängig von deren Abstand überall den gleichen Werth hat. Ist h die Dichtigkeit der Electricität in der Collectorplatte und δ der Abstand der Collector- und Condensatorplatte, so ist das Potential in einem Abstände x von der Collectorplatte zwischen den Platten:

$$V_x = 4\pi h(\delta - x),$$

somit die scheidende Kraft:

$$\mp \frac{dV_x}{dx} = \pm 4\pi h.$$

Es gilt das mit aller Strenge jedoch nur für Platten von solcher Grösse, dass der Abstand δ gegen den Durchmesser der Platten verschwindend klein ist. Bei begrenzten Platten, bei denen der Abstand einen im Verhältniss zu den Plattengrössen nicht sehr kleinen Werth hat, muss sich der Einfluss der Ränder bemerklich machen, durch welchen die Scheidungskraft etwas kleiner werden muss. Deshalb muss im Anfange die Influenz in einer dickeren Platte etwas kleiner sein. Ist aber der Isolator electricisch, so wirkt dessen Electricität der Influenz im Isolator entgegen, und um so mehr, je grösser α schon ist. Das Potential geht über in:

$$V_x = 4\pi h(1 - \alpha)(\delta - x),$$

und die scheidende Kraft in:

$$\frac{dV_x}{dx} = \pm 4\pi h(1 - \alpha).$$

Daraus folgt dann, dass die Influenz in den dickeren Platten anfänglich etwas rascher wachsen muss, wie in den dünneren, ein Unterschied, der um so mehr verschwinden muss, je stärker die Influenz in dem Isolator wird, je grösser α , je mehr sich also das Potential in dem Isolator dem Werthe Null nähert, den es überall haben würde, wenn der Isolator bis zu derselben Stärke influenzirt würde, wie ein Leiter, α also den Werth Eins annähme.

Es folgt somit unzweideutig, dass die Influenz in den Isolatoren bei gleicher influenzirender Kraft von der Dicke der Isolatoren unabhängig ist. Der von Kohlrausch, sowie von Hrn. von Bezold beobachtete Einfluss der Glasdicke auf die Rückstandsbildung resp. die Abnahme der disponibeln Ladung ist somit anderen Umständen zuzuschreiben, bei Kohlrausch der verschiedenen Beschaffenheit der Gläser, bei Hrn. von Bezold dem während der Versuche bei den dünneren Platten stattfindenden

stärkeren Verlust an Electricität, ein Umstand, auf den schon Clausius¹⁾ hingewiesen hat.

Ueber die Abhängigkeit der Influenz in den Isolatoren
von der Zeit.

16.

Die in den letzten §§. für den Ebonit mitgetheilten Zahlen beweisen schon, dass die Influenz in den Isolatoren mit der Zeit stetig erst rascher, dann immer langsamer wächst, und dass sie schliesslich sich einem bestimmten Werthe anzunähern scheint, der bei dem Ebonit indess kleiner ist, als der Werth, den die Influenz in einem Leiter erreicht. Vor einer genaueren Besprechung der Frage wird es aber gut sein, erst die an den anderen Isolatoren erhaltenen Resultate kennen zu lernen. Ich theile zunächst die an den Schwefelplatten gemachten Beobachtungen mit, welche ich an diejenigen mit Ebonit anschloss, weil der Schwefel als ein vorzüglicher Repräsentant eines reinen Dielectricums gilt, und weil es mir bei einzelnen früheren Beobachtungen schien, als wenn die Influenz im Schwefel nur wenig mit der Zeit zunähme.

Die Dicke der hauptsächlich untersuchten Schwefelplatte war fast genau gleich der von Ebonitplatte V, nämlich 10.34 Mm. im Mittel aller nur 0.06 Mm. differirender Messungen. Sie möge als Schwefelplatte I bezeichnet werden; die Schwefelplatte II, welche, wie die erste, den gleichen Durchmesser wie die leitenden Platten besass, hatte eine Dicke von 5.14 Mm. und die dritte Schwefelplatte III, deren Durchmesser mehr als doppelt so gross war, eine Dicke von 16 Mm.

Nur die erste Platte ist mit dem Sinuselectrometer untersucht worden; sie lag dabei, um eine etwaige Oberflächenleitung möglichst zu eliminiren, nicht direct auf der abgeleiteten Condensatorplatte, sondern auf drei auf die-

1) Pogg. Ann. CXXXIX. p. 278.

selbe aufgesetzten Schellacktröpfchen, so dass die untere Fläche der Schwefelplatte 0.59 Mm. von der oberen Fläche der Condensatorplatte entfernt war. Die Collectorplatte schwebte 0.295 Mm. über der Schwefelplatte.

Folgende Tabelle enthält zwei an dieser Platte gemachte Beobachtungsreihen, angeordnet wie die früheren.

Tabelle VII.
Schwefelplatte I.

Zeit.	Werth von α .		Zeit.	Werth von α .	
0' 20"	0.5914	0.5754	6'	0.6083	0.6762
40"	0.5886	0.5900	8'	0.6109	0.6852
1'	0.5900	0.6060	12'	0.6222	0.7185
2'	0.5941	0.6299	24'	0.6255	—
3'	0.5990	0.6488	36'	0.6323	—
4'	0.6024	0.6632	40'	0.6341	—

Von den beiden Reihen wurde die erste am 25. Februar, die andere am 2. März 1876 erhalten; die Unterschiede beider Reihen sind ähnliche, wie sie beim Ebonit vorkommen, bei der ersten Reihe wächst α in 40 Minuten nur äusserst wenig, wie wenn in der That der Schwefel nahezu ein reines Dielectricum im Sinne der Auffassung von Faraday wäre, bei der zweiten ist dagegen das Wachsthum ein ziemlich beträchtliches. Der Unterschied bei beiden Reihen war wieder der, dass bei der zweiten die Luft ziemlich feucht, bei der ersten dagegen sehr trocken war. Die Abnahme des Potentials ging bei der ersten Reihe in 40' von 0.9609 bis zu 0.8029, während bei der zweiten Reihe das Potential der Collectorplatte in 12 Minuten von 0.9470 auf 0.5912 herabsank. Ich mache dabei darauf aufmerksam, dass der in jeder Reihe als letzter angegebene Werth mindestens dieselbe Sicherheit hat, als der erste, da er aus einem Werth von B abgeleitet ist, der der

Quotient aus dem in der letzten Minute beobachteten Potentiale der über dem Isolator schwebenden Collectorplatte und dem unmittelbar nachher an der aufgezogenen beobachteten ist.

17.

Bei den mit der Schwefelplatte I nach der zweiten Methode durchgeführten Versuchen lag die Schwefelplatte direct auf der abgeleiteten Condensatorplatte, die Collectorplatte schwebte über derselben in einem Abstände von 0.295 Mm. Die Werthe von α ergaben sich also aus der Relation:

$$\alpha = a \cdot \frac{10.635}{10.340}$$

und a aus der Gleichung:

$$a = \frac{B - A}{B - 0.7775}.$$

Den Werth von A gaben 15 im Laufe der Beobachtungen von Zeit zu Zeit gemachte Bestimmungen zu:

1.456	1.438	1.461	1.488	1.466
1.437	1.445	1.468	1.482	1.471
1.459	1.476	1.450	1.453	1.473

also im Mittel aus allen Beobachtungen:

$$A = 1.461.$$

Die nächstfolgenden Tabellen geben alle an dieser Schwefelplatte gemachten Beobachtungen, bei denen eine Ladungsdauer von 10" angewandt wurde, in der Reihenfolge, in welcher sie angestellt wurden. Columnne I gibt den Tag der Beobachtung, Columnne II gibt an, welche Lage die Platte hatte, das heisst, welche Seite die der Collectorplatte zugewandte war, wobei eine Lage als die normale bezeichnet ist. Columnne III gibt das Vorzeichen der zur Ladung der Collectorplatte benutzten Electricität, Columnne IV die direct beobachteten Werthe von B , die Quadratwurzeln aus den Quotienten der jedesmaligen Tor-

sionen, welche die Nadel des Electrometers auf 10^0 stellte, wenn das Electrometer mit der aufgezogenen Collectorplatte verbunden gewesen war, dividirt durch die, welche das Potential des Batteriepoles maass. Columnne V gibt endlich die daraus und aus den obigen Angaben berechneten Werthe von α .

Die jedesmal zwischen zwei horizontalen Strichen eingeschlossenen Beobachtungen wurden unmittelbar nach einander angestellt, wobei jeder Versuch etwa eine Viertelstunde in Anspruch nahm. Solange in den aufeinanderfolgenden Versuchen bei gleicher Lage der Platte dieselbe Electricität zur Ladung der Collectorplatte angewandt wurde, überzeugte man sich vor jedem Versuche, dass die Schwefelplatte nicht electricisch war, indem man die nicht-geladene Collectorplatte bis zu der stets angewandten Entfernung von der Schwefelplatte herabliess, dann ableitend berührte und, während sie mit dem Electrometer in Verbindung war, nach aufgehobener Berührung emporzog. Konnte man dann im Electrometer keine Ladung erkennen, so bewies das, dass die Schwefelplatte nicht electricisch war, oder genauer, dass das electricische Potential der Schwefelplatte in der Collectorplatte nicht messbar war, was für unsere Versuche dieselbe Bedeutung hat. Liess sich bei diesem Versuche im Electrometer auch nur eine Spur von Electricität erkennen, so wurde die Schwefelplatte durch die Flamme eines Bunsen'schen Brenners gezogen, bis sie in der angegebenen Weise geprüft, unelectrisch gefunden wurde. Die in der letzten Columnne stehende Bemerkung „Flamme“ bedeutet, dass vor dem nebenstehenden Versuche die Platte durch die Flamme gezogen war.

Um eine Vorstellung von der Grösse der zur Bestimmung von B gemessenen Torsionen des Glasfadens zu geben, bemerke ich, dass das Potential des Batteriepoles bei Anwendung der 12 Meidinger'schen Elemente durch eine Torsion von etwa 60^0 gemessen wurde. Dem Werthe $B = 2.270$ entspricht dann eine Torsion von 366^0 nach dem Aufziehen der Collectorplatte, dem Werthe $B = 3$ eine

Torsion von 540° , dem Werthe $B = 3.5$ eine Torsion von 735° u. s. f.

Tabelle VIII.

Schwefelplatte I, stets $10''$ influenzirt.

Zeit.	Lage der Platte.	Vorzeichen der Ladung.	B	α	Bemerkungen.
1876					
Mai 20. Vorm.	normal	—	2.470	0.6132	Flamme
"	"	—	2.626	0.6483	
"	"	—	3.051	0.7193	
Mai 20. Nachm.	normal	—	2.652	0.6535	Flamme
"	"	—	2.785	0.6737	
"	"	—	2.898	0.6917	
"	umgekehrt	—	2.707	0.6643	
"	normal	—	2.840	0.6877	
"	"	—	2.829	0.6859	
"	"	—	2.596	0.6420	$1\frac{1}{2}$ Stunde später
"	"	+	2.652	0.6535	
"	"	—	2.623	0.6477	Flamme
"	"	—	2.899	0.6969	
Mai 22. Vorm.	normal	—	2.587	0.6382	Flamme
"	"	—	2.743	0.6709	
"	"	—	2.828	0.6859	
"	"	—	2.832	0.6865	
"	"	—	2.925	0.7028	Flamme
"	"	—	2.883	0.6947	
"	"	—	2.885	0.6952	Flamme
"	"	—	3.039	0.7178	Flamme
"	"	—	3.000	0.7123	
"	"	+	2.969	0.7078	
Mai 22. Nachm.	"	—	2.679	0.6589	

18.

Die in vorstehender Tabelle VIII mitgetheilten Zahlen zeigen einen durchaus unerwarteten Verlauf; anstatt, wie man erwarten sollte, constant zu sein, nehmen die Werthe für B und damit für α , welche bei aufeinanderfolgenden Versuchen erhalten wurden, im grossen und ganzen stetig zu, und werden im allgemeinen um so grösser, je öfter man den Versuch ohne Zwischenzeit wiederholt. Ueberlässt man dann aber die Platten eine Zeit lang sich selbst, so wird B wieder kleiner und damit sinkt der Werth von α wieder hinab. Es ist gerade, wie wenn durch eine mehrfach wiederholte Influenzierung die Electricität in dem nichtleitenden Schwefel beweglicher würde und deshalb bei gleicher Dauer der Influenz immer stärker auseinanderginge. Ueberlässt man die Schwefelplatte sich selbst einige Zeit hindurch, so würde die Beweglichkeit wieder abnehmen.

Dass diese Zunahme von B nicht etwa einem Herabsinken der Collectorplatte oder einer Zunahme des Potentials am Batteriepole zuzuschreiben ist, davon überzeugte man sich stets, indem man die Abstände controlirte, ebenso das Potential der Batterie jedesmal beobachtete und ferner von Zeit zu Zeit den Werth von A bestimmte.

Man konnte indess bei obigen Versuchen noch vermuthen, da bei denselben mit nur zwei Ausnahmen stets dieselbe Electricitätsart zur Ladung angewandt ist, dass trotz der vor jedem Versuche vorgenommenen Prüfung der Platte, in derselben eine gewisse bleibende Vertheilung der Electricitäten eingetreten sei, zu welcher sich dann die neue Influenz addirt habe. Um das zu prüfen, wurde bei weiteren Versuchen stets das Vorzeichen der influenzirenden Electricität oder die Lage der Platte gewechselt, so dass die vorher obere Seite die untere wurde. Wäre bei den vorbergehenden Versuchen die Ursache des Wachsens eine bleibende Influenz gewesen, so hätte jetzt ein solches Wachsen nicht stattfinden können. Tabelle IX zeigt dagegen, dass das Wachsen ein noch stärkeres war.

Tabelle IX.

Schwefelplatte I, stets 10'' influenzirt.

Zeit.	Lage der Platte.	Vor- zeichen der Ladung.	B	a
Mai 23. Vorm.	normal	—	2.819	0.6843
"	"	+	2.954	0.7056
"	"	—	2.999	0.7122
"	"	+	3.191	0.7373
"	"	—	3.196	0.7381
"	"	+	3.082	0.7236
"	"	—	3.121	0.7286
Mai 23. Nachm.	normal	—	2.883	0.6946
"	"	+	3.111	0.7273
"	"	—	3.296	0.7495
"	"	+	3.310	0.7510
"	umgekehrt	+	3.414	0.7795
"	"	—	3.314	0.7514
"	"	—	3.348	0.7576
"	normal	—	3.995	0.8114
Mai 24. Vorm.	normal	+	2.910	0.6990
"	"	—	3.247	0.7448
"	umgekehrt	—	3.296	0.7495
"	normal	—	3.715	0.7893
"	umgekehrt	—	3.428	0.7635
"	"	+	3.490	0.7694
"	"	—	3.529	0.7739
"	"	+	3.680	0.7864
"	normal	—	3.552	0.7753
"	"	+	3.640	0.7834
Mai 24. Nachm.	"	+	3.482	0.7687
Juni 1	normal	—	2.692	0.6614
"	umgekehrt	—	2.692	0.6614

wied
gem
α u
Ich
Reil
27. J
und
der
Da
Han
Stie
und
gene
Wa
such

Ich habe dann später diese Beobachtungen noch öfters wiederholt, stets mit demselben Erfolge; es wurde im allgemeinen bei gleicher Dauer der Influenz der Werth von α um so grösser, je öfter man den Versuch wiederholte. Ich theile von diesen Versuchen noch in Tabelle X zwei Reihen mit, deren erste am 12. Juni, deren zweite am 27. Juni 1876 erhalten wurde. In der ersten wurden halbe und ganze Secunden als Dauer der Influenz genommen, in der zweiten wechselte die Dauer zwischen 1" und 10". Da die Ladungen durch das Eintauchen eines mit der Hand geführten Kupferhakens, der an einem isolirenden Stiele befestigt war, bewirkt wurden, so können die halben und einzelnen Secunden nicht mit derselben Genauigkeit genommen werden, wie die Dauer von 10", indess tritt das Wachsen der Influenz bei öfterer Wiederholung des Versuches doch nicht minder deutlich hervor.

Tabelle X. Schwefelplatte I.

Dauer der Influenz.	Lage der Platte.	Vorzeichen der Ladung.	B	α
0.5"	normal	+	2.609	0.6447
0.5"	umgekehrt	+	2.778	0.6773
0.5"	"	—	2.682	0.6594
0.5"	normal	—	2.768	0.6754
1"	"	+	2.840	0.6877
1"	umgekehrt	+	2.907	0.6984
1'	"	—	2.715	0.6657
1"	normal	—	2.910	0.6989
10"	normal	—	3.250	0.7443
1"	"	+	2.658	0.6601
10"	"	+	3.688	0.7871
1"	"	+	2.972	0.7083
1"	"	—	3.291	0.7485
10"	"	—	3.936	0.8061
1"	"	+	3.177	0.7378
10"	"	+	4.172	0.8215
1"	"	+	3.378	0.7583

19.

In der folgenden Tabelle XI theile ich zwei Versuchsreihen mit, welche mit der Schwefelplatte II ausgeführt sind, die nur etwa halb so dick war als Schwefelplatte I; sowohl die Werthe von α , als der Gang derselben stimmen, mit Beachtung dessen, was vorhin über den Einfluss der Dicke der Platten gesagt ist, vollständig mit den an der ersten Schwefelplatte erhaltenen Ergebnissen überein. Der Werth von A ergab sich aus 4 Versuchen:

$$A = 1.823.$$

Von den beiden Reihen ist die erste am 9., die zweite am 12. Juni 1876 erhalten.

Tabelle XI.
Schwefelplatte II.

Dauer der Influenz.	Lage der Platte.	Vorzeichen der Ladung.	B	α
0.5"	normal	+	3.492	0.6492
0.5"	"	—	3.608	0.6668
10"	"	+	5.038	0.7979
10"	"	—	4.957	0.7853
10"	"	+	5.500	0.8147
0.5"	"	+	4.005	0.7140
0.5"	"	—	3.841	0.6965
0.5"	"	—	5.005	0.7140
0.5"	"	—	3.862	0.6990
0.5"	"	+	3.975	0.7117
0.5"	"	+	3.988	0.7131
0.5"	umgekehrt	—	3.619	0.6684
0.5"	"	+	3.729	0.6828
0.5"	normal	+	3.831	0.6954
10"	"	—	4.627	0.7702

20.

Die in den letzten §§ mitgetheilten Versuche beweisen, dass auch bei wechselnder Ladung oder bei wechselnder Lage der Platte der durch eine gleiche Dauer der Einwirkung hervorgerufene Grad der Influenz bei öfterer Wiederholung zunimmt, ähnlich wie durch längere Dauer der Influenz, ja dass es selbst den Anschein hat, als würde durch häufigeres Influenziren selbst dauernd der Schwefel leichter influenzirbar, ein Zustand, der nur durch längeres Liegen allmählich verschwindet.

Diese Zunahme der Influenz bei gleicher Dauer der Einwirkung lässt sich nicht als eine Vermehrung der oberflächlichen Leitung erklären, wenigstens nicht durch etwaige Condensation von Feuchtigkeit, da sie unter allen Umständen bei Wiederholung der Influenz eintritt, und da in der Zeit eines Vormittags oder Nachmittags sich der Feuchtigkeitszustand der Luft nicht in dem Maasse ändert, um derartige Aenderungen von α zu erklären. Um indess auch experimentell mich davon zu überzeugen, dass die Oberflächenleitung bei diesem Verhalten der Schwefelplatten keine wesentliche Rolle spielt, habe ich auch die Schwefelplatte III zu einigen Versuchen benutzt. Die mit dieser erhaltenen Zahlen können nicht die gleiche Genauigkeit beanspruchen wie die früheren, da die Dicke der Platte nicht mit dem Sphärometer gemessen werden konnte, und da der Abstand der Collectorplatte von der oberen Fläche der Schwefelplatte nicht so genau bestimmt werden konnte, da der Rand der Schwefelplatte um etwa 6 Ctm. über den Rand der Collectorplatte hervorragte, somit nicht mit dem Mikroskope der Abstand gemessen werden konnte. Trotzdem die Platte so viel grösser war, zeigte sich dennoch in den Werthen von α derselbe Gang. So nahm an einem Tage bei 4 Versuchen der Werth von α von 0.5882 bei dem ersten zu bis 0.6086 bei dem vierten, bei einer anderen Versuchsreihe von demselben Werthe 0.5882 beim ersten bis zu 0.6844 bei dem 13. Versuche,

wenn stets wechselnde Ladungen und eine Ladungsdauer von 0.5 Secunde angewandt wurde. Es wird überflüssig sein, auch die Tabellen dieser Versuche mitzuthemen, da sie nichts Neues bieten.

21.

Nach der zweiten Methode sind auch die Werthe von α bestimmt, welche bei sehr langer Dauer der Influenz eintreten. Der Werth von α nahm dann in einer solchen Weise zu, dass selbst bei den dicken Platten zur Ladung nicht die 12 Elemente benutzt werden konnten. Schon bei Anwendung von 6 oder 4 Elementen ergaben sich Torsionen des Glasfadens bis zu 5 ganzen Umdrehungen. Diese vertrug der Faden zwar noch ganz gut, es zeigte sich nach einer solchen Torsion nur eine elastische Nachwirkung von einigen Graden, die sich indess nach Verlauf einiger Zeit, höchstens 1 Stunde, wieder verlor. Bei Anwendung von 6 Elementen ist die Torsion nur $\frac{1}{4}$ von derjenigen bei Ladung mit 12 Elementen, da der Werth des Potentials des Batteriepoles dann nur $\frac{1}{2}$ ist. Deshalb konnte das Potential des Poles nicht mit derselben Sicherheit gemessen werden, da bei der schwachen Torsion der Einstellungsfehler der Nadel nicht viel kleiner ist als bei der Torsion von 60° , welche die 12 Elemente stets angenähert geben, der Einfluss der Luftströmungen aber ein grösserer ist. Es wurde daher das Potential des Batteriepoles ausser der directen Messung hier stets auch dadurch bestimmt, dass unmittelbar nach Beendigung des Versuches das Potential des Batteriepoles von 12 Elementen bestimmt wurde, von denen die benutzten 6 oder 4 einen Theil ausmachten. Es wurde dann, wenn beide Werthe nicht genau übereinstimmten, das Mittel aus beiden genommen.

In dieser Weise ergaben sich für die drei Schwefelplatten folgende Werthe:

V
Einhe
Schwe
so gr
so da
angen

F
Absch
Wert
die 4
von 1
einzel
in de
Platte
und d
als h
Schwe
gestel
einer
von α
V di
Das
nahm
Ich l

Tabelle XII.

Dauer der Influenz.	α für Schwefelplatte		
	I.	II.	III.
1 Stunde	0.9500	—	—
2 Stunden	0.9680	—	—
3 „	—	0.9884	0.9360
4 „	—	—	0.9665

Wie man sieht, nähern sich diese Werthe sehr der Einheit, ohne sie indess ganz zu erreichen, selbst bei der Schwefelplatte III, welche, wie erwähnt, einen etwa doppelt so grossen Durchmesser hatte, als die leitenden Platten, so dass bei dieser eine oberflächliche Leitung wohl nicht angenommen werden kann.

22.

Für die Ebonitplatten habe ich bereits in dem vorigen Abschnitte die einer Influenz von 10" entsprechenden Werthe von α , sowie die schliesslich erreichten Werthe für die 4 dickeren Platten angegeben (§. 15). Die der Dauer von 10" entsprechenden Werthe sind aus einer Anzahl einzelner Beobachtungen abgeleitet, welche nach einander in dem dort angegebenen Zeitraum mit den verschiedenen Platten angestellt wurden, und bei denen zufällig mit einer und derselben Platte die Versuche nach einander nicht mehr als höchstens zweimal angestellt waren. Nachdem bei der Schwefelplatte sich das eigenthümliche Verhalten herausgestellt, dass bei häufigerer Wiederholung der Influenz der einer gleichen Dauer der Einwirkung entsprechende Werth von α beträchtlich zunahm, habe ich mit der Ebonitplatte V die Versuche nach der gleichen Richtung wiederholt. Das Resultat war auch hier dasselbe, der Werth von α nahm in ganz ähnlicher Weise zu wie bei dem Schwefel. Ich begnüge mich damit, zwei Versuchsreihen mitzutheilen,

welche am 26. Mai 1876 bei trockener und am 27. Mai 1876 bei sehr feuchter Luft ausgeführt worden sind. Bei fester Lage der Platten wurde stets das Vorzeichen der Ladung gewechselt, die Ladungsdauer ist jedesmal 10".

Tabelle XIII.
Ebonitplatte V.

26. Mai.		27. Mai.	
Vorzeichen der Ladung.	α	Vorzeichen der Ladung.	α
—	0.5982	+	0.6879
+	0.6281	—	0.7109
+	0.6428	+	0.6980
—	0.6436	—	0.7297
+	0.6506	+	0.7230
+	0.6618		
—	0.6619		

Dasselbe ergab eine Versuchsreihe für Ebonitplatte IV, in welcher α von 0.6417 bei dem ersten Versuche bis 0.6999 bei dem vierten Versuche zunahm.

Die beiden dünnen Ebonitplatten lieferten bei langer Dauer der Influenz ebenfalls Werthe für α , welche annähernd den für die dickeren gefundenen gleich waren. Für Platte II, deren Dicke 2.24 Mm. betrug, erhielt ich bei drei 2 bis 3 Stunden dauernden Influenzen, als die Collectorplatte 0.35 Mm. über derselben schwebte, für α die Werthe 0.9465; 0.8152; 0.9040. Für Platte I, deren Dicke 1.12 Mm. betrug, ergab sich, als die Collectorplatte 0.59 Mm. darüberschwebte, ein Werth von α , der sogar etwas grösser als 1 war, nämlich 1.030. Da indess bei diesen dünnen Platten ein kleiner Fehler in der Bestimmung des Abstandes der Collectorplatte von sehr beträchtlichem Einfluss ist, so ist der bei ihnen durch lange Dauer der

Influenz erreichte Werth von α mit einer grösseren Unsicherheit behaftet, als bei den dickeren Platten. Jedenfalls zeigen auch diese Beobachtungen, dass der nach langer Dauer der Influenz im Ebonit erreichte Werth von α der Einheit ziemlich nahe kommt.

23.

Die übrigen von mir untersuchten isolirenden Substanzen boten im wesentlichen dieselben Erscheinungen wie Schwefel und Ebonit, es wird deshalb nicht erforderlich sein, die Resultate mit der gleichen Ausführlichkeit mitzutheilen.

Von Paraffin sind zu den Versuchen 5 Platten verschiedener Dicke benutzt worden, dieselben waren:

I	II	III	IV	IVa
Dicke 13.20 Mm.	9.40 Mm.	6.71 Mm.	2.15 Mm.	2.20 Mm.

Die vier ersten Platten waren, wie früher schon angegeben ist, aus einem Stück käuflichen Paraffins herausgeschnitten und durch Schaben auf die betreffende Dicke gebracht, die Platte IVa war durch Schmelzen der bei Darstellung der anderen Platten abgefallenen Stücke und Giessen erhalten. Ich führe die mit derselben erhaltenen Resultate deshalb an, weil die Werthe von α dort wesentlich andere sind als bei Platte IV, ein Beweis, wie wesentlich der Gang der Influenz durch geringe Umstände beeinflusst werden kann.

Um die Schwankungen der für eine und dieselbe Platte zu verschiedenen Zeiten sich ergebenden Werthe von α hervortreten zu lassen, theile ich in der folgenden Tabelle drei mit Platte III erhaltene Reihen mit, welche mit dem Sinuselectrometer durchgeführt worden sind.

Tabelle XIV.
Paraffinplatte III.

Zeit.	Werth von α .		
1'	0.4520	0.4789	0.5249
2'	0.5494	0.4881	0.5362
3'	0.4644	0.4979	0.5481
4'	0.4663	—	0.5579
6'	0.4755	0.5000	0.5635
8'	0.4849	0.5159	0.5753
12'	0.4988	0.5263	0.5920
20'	0.5257	0.5482	0.6225
28'	0.5486	—	0.6300
40'	0.5643	0.5636	0.6383
60'	—	0.6000	—
80'	—	0.6427	—

In folgender Tabelle stelle ich die Mittelwerthe für die 5 Paraffinplatten, wie sie sich aus den Versuchen mit dem Sinuselectrometer ergeben haben, zusammen.

Tabelle XV.
Paraffin.

Zeit.	Werthe von α für Platte				
	I.	II.	III.	IV.	IV a.
1'	0.4592	0.4530	0.4853	0.4933	0.5599
4'	0.4822	0.4754	—	—	0.6246
8'	0.5011	0.5022	0.5253	0.5094	0.6777
12'	0.5146	0.5148	0.5390	0.5205	0.6945
20'	0.5356	0.5336	0.5655	—	—
28'	0.5509	—	—	—	—
40'	0.5730	—	0.5886	0.5752	—
48'	—	—	—	—	0.8067
60'	0.6052	—	0.6000	0.5978	—

Die Platte IVa hatte, wie erwähnt, fast genau dieselbe Dicke wie Platte IV und unterschied sich nur dadurch, dass sie aus den bei Bearbeitung der anderen Platten erhaltenen Abfällen durch Zusammenschmelzen erhalten war. Die Tabelle zeigt, wie gross durch dies einmalige Schmelzen der Unterschied in der Influenz dieser Platte gegenüber den anderen Platten geworden ist. Die für die übrigen Platten erhaltenen Werthe zeigen denselben Verlauf wie die Ebonitplatten, nur dass die Werthe von α ganz beträchtlich kleiner sind.

Dass auch bei dem Paraffin eine wiederholte Influenz den Werth von α steigerte, zeigten unter andern folgende an Platte II gemachte Beobachtungen, bei einer Ladungsdauer von 10'':

Vorzeichen der Ladung.	—	+	—	+	+
α	0.4306	0.4734	0.5173	0.5173	0.5265

Die für die Paraffinplatten bei jedesmal erster 10'' dauernder Ladung erhaltenen Werthe waren im Mittel:

für Platte	I	II	III	IV	IVa
$\alpha =$	0.4235	0.4397	0.4358	0.4867	0.5355

Für eine vierstündige Ladungsdauer ergab sich für Platte II, deren Dicke jener der dickeren Schwefelplatte am nächsten kam, und für die Platte IV:

$$\text{II. } \alpha = 0.7851. \quad \text{IV. } \alpha = 0.7820.$$

Wie man sieht, wächst auch für Paraffin der Werth von α ganz beträchtlich, bleibt aber weit hinter dem für Schwefel und Ebonit erhaltenen zurück.

24.

Die verschiedenen zu den Versuchen benutzten Schellackplatten, oder genauer aus einer Mischung von Schellack und venetianischem Terpentin bestehenden Platten

ergaben für die Influenz ziemlich verschiedene Werthe, was indess, da wir es hier mit Gemischen zweier Substanzen zu thun haben, in denen die Mengenverhältnisse der Bestandtheile keinesfalls die gleichen sind, nicht auffällig erscheinen kann. Es möge genügen, für zwei Schellackplatten je drei und zwei Reihen von Beobachtungen mitzutheilen, welche den Unterschied der für α erhaltenen Werthe zeigen, gleichzeitig aber erkennen lassen, dass auch hier der Gang der Influenz im grossen und ganzen der gleiche ist, wie bei den anderen Substanzen. Von den Platten hatte die Platte I eine Dicke von 10.93; Platte II von 13.58 Mm.

Tabelle XVI.
Schellackplatte I und II.

Zeit.	Werth von α für Platte				
	I.	I.	I.	II.	II.
1'	0.7094	—	0.6946	0.5929	0.5998
4'	0.7723	0.6804	0.7383	0.6329	0.6300
8'	0.7920	0.7025	0.7620	0.6554	0.6446
16'	0.8148	0.7373	0.7870	0.6832	0.6650
24'	0.8321	0.7505	0.7900	0.6946	0.6747
32'	0.8356	0.7650	0.7946	0.6990	0.6839
40'	—	—	0.7987	0.7016	0.7033
48'	—	—	—	0.7033	0.7099
56'	—	—	—	0.7087	0.7099

Für die Platte II, ebenso für eine dritte Platte III, von 7.7 Mm. Dicke am 11. und 13. Juni 1876, wurden dann nach der zweiten Methode unter anderen folgende Werthe erhalten.

Für Platte I ergab ein Versuch nach 1.5 Stunden $\alpha = 0.9107$.

Dauer
der Ladung

10''
10''
10''
10''
0.5''
0.5''
10''
1'

3 Stunden

2 "

Sc
platten
7.52, d
um di
tende
mit b
Tabell
meter

Ze

0' 2

1'

2'

3'

II.

Dauer der Ladung.	Vorzeichen der Ladung und Lage der Platten.	α
10''	normal —	0.5639
10''	umgekehrt —	0.6032
10''	umgekehrt +	0.6277
10''	normal +	0.6185
0.5''	normal —	0.5933
0.5''	umgekehrt —	0.6130
10''	normal —	0.6757
1'	normal —	0.7585
3 Stunden	normal —	0.9405
2 „	normal —	0.9369

III.

Dauer der Ladung.	Vorzeichen der Ladung und Lage der Platten.	α
0.5''	normal —	0.5998
0.5''	umgekehrt —	0.5946
10''	normal —	0.6530
10''	normal +	0.6472
1' —	normal —	0.6834
2' —	normal —	0.6907
0.5''	normal —	0.6129
0.5''	umgekehrt —	0.6039
0.5''	umgekehrt +	0.6199
0.5''	normal +	0.6269
1 Stunde	normal +	0.8358

25.

Schliesslich theile ich noch die an zwei Spiegelglasplatten gemachten Beobachtungen mit, von denen die eine 7.52, die andere 1.18 Mm. dick war. Die Platten waren, um die infolge der Hygroskopie des Glases zu befürchtende Oberflächenleitung möglichst unschädlich zu machen, mit braunem Schellackfirniss überzogen. Die folgende Tabelle XVII enthält zunächst die mit dem Sinuselectrometer für beide Platten erhaltenen Werthe.

Tabelle XVII.

Spiegelglas.

Zeit.	Werthe von α für		Zeit.	Werthe von α für	
	Platte I.	Platte II.		Platte I.	Platte II.
0' 20''	0.7946	0.8415	4' —	0.9118	0.9857
40''	0.8274	0.8526	6' —	0.9461	—
1' —	0.8475	0.8825	8' —	0.9603	—
2' —	0.8765	0.9413	12' —	0.9753	—
3' —	0.8968	1.0080			

Bei der dünneren Platte ist nach 3 Minuten die Influenz schon ebenso stark als in einem Leiter, bei der dickeren ist derselbe Werth nach 12' noch nicht erreicht. Ich bemerke indess, dass bei der Kleinheit der Ablenkungen am Sinuselectrometer, die nur etwa 30' betrugen, die letzten Werthe von α unsicher sind, wie das ja auch schon die letzten Werthe bei Platte II erkennen lassen.

Dass indess bei diesen Glasplatten in der That schon nach kurzer Zeit der Werth von α der Einheit sehr nahe kommt, das zeigten auch die Versuche nach der zweiten Methode, welche gleichzeitig wieder das hier sehr rasche Wachsen von α bei öfterer Wiederholung der Influenz erkennen lassen.

Tabelle XVIII.
Glasplatte 7.52 Mm.

10. Juni 1876.				26. Juni 1876.			
Dauer der Ladung.	Vorzeichen und Lage der Platte.	α		Dauer der Ladung.	Vorzeichen und Lage der Platte.	α	
0.5"	normal +	0.7361		0.5"	normal +	0.8078	
0.5"	" +	0.7873		0.5"	" -	0.8581	
0.5"	" -	0.8066		0.5"	" +	0.8539	
0.5"	" +	0.8206		0.5"	" -	0.8630	
0.5"	umgekehrt +	0.8230		10"	" +	0.9223	
0.5"	" -	0.8216		10"	" -	0.9288	
0.5"	normal -	0.8280		10"	" +	0.9358	
0.5"	" +	0.8169		10"	" +	0.9224	
0.5"	umgekehrt +	0.8335		1'	" +	0.9432	
0.5"	normal +	0.8339		10"	" -	0.9276	
10"	" +	0.8854		1'	" -	0.9600	
10"	umgekehrt +	0.8854		1'	" +	0.9420	
				2'	" +	0.9699	
				1'	" -	0.9537	
				2'	" +	0.9796	

Aehnlich war das Verhalten der dünnen Glasplatte, nur dass bei dieser nach mehrfacher Influenzierung sich

schon bei einer Dauer der Influenz von 10" Werthe von α ergaben, welche der Einheit ziemlich nahe kamen.

In Betreff des Ganges der Influenz im Glase möge es mir gestattet sein, zu bemerken, dass sich für die in meiner schon vorhin erwähnten kleinen Untersuchung über den electrischen Rückstand benutzten Spiegelglasplatten ein ganz ähnlicher Gang für α ergibt, wie für das hier benutzte 7.5 Mm. dicke Glas. Für das damals zu den Versuchen benutzte Fensterglas ergibt sich dagegen ein sehr viel langsames Wachsen von α .

26.

Ueberblicken wir das hier vorgeführte, ziemlich ausgedehnte Beobachtungsmaterial für den Gang der Influenz in den Isolatoren mit wachsender Zeit, so ist der im grossen und ganzen übereinstimmende Gang in den verschiedenen Isolatoren nicht zu verkennen. Bei allen wächst die Influenz ganz beträchtlich, wenn auch nicht im gleichen Maasse, und bei allen ist die Zunahme im Anfang eine sehr viel raschere als später, so dass bei allen der Werth von α sich einer bestimmten Grenze nähert, der von der Natur des Isolators abhängig zu sein scheint, bei einzelnen aber gleich 1 ist.

Unter gewissen einfachen Voraussetzungen lässt sich leicht aus der Theorie der Influenz ableiten, in welcher Weise α mit der Zeit sich ändern muss, wie das unter anderm in ähnlicher Weise schon von Kohlrausch und Hrn. von Bezold bei ihren Untersuchungen über den electrischen Rückstand geschehen ist. Setzen wir einen plattenförmigen Ansammlungsapparat voraus, dessen Radius gegen den Abstand der Platten hinreichend gross ist, so ist, wenn h die Dichtigkeit der Electricität auf der nicht abgeleiteten Collectorplatte bezeichnet, der Werth des Potentials zwischen den Platten im Abstände x von der Collectorplatte:

$$V_x = 4\pi h (\delta - x),$$

wenn der Zwischenraum zwischen den Platten mit Luft gefüllt ist. Ist der Zwischenraum mit einem Isolator ausgefüllt, auf dessen den leitenden Platten zugewandten Flächen in Folge der Influenz zur Zeit t die electricischen Dichtigkeiten $\pm \alpha h$ sind, so wird das Potential im Abstände x :

$$V_x = 4\pi h(1 - \alpha)(\delta - x).$$

Für die im Innern des Isolators wirksame, die negative Electricität gegen die eine, die positive gegen die andere Grenzfläche des Isolators parallel der Richtung x treibende Kraft ergibt sich daraus:

$$\mp \frac{dV_x}{dx} = 4\pi h(1 - \alpha).$$

Setzen wir nun voraus, dass die Electricität in dem Isolator in ähnlicher Weise bewegt wird, wie in einem Leiter, und nennen die Leitungsfähigkeit des Isolators, also die Electricitätsmenge, welche durch die Flächeneinheit des Isolators parallel der Richtung x nach beiden Seiten hindurchtritt, wenn der Werth des Potentials für die Längeneinheit um die Einheit abnimmt, k , so wird parallel der Richtung x durch die Flächeneinheit des Isolators in dem Zeitelement dt die Electricitätsmenge:

$$dq = \mp k \frac{dV_x}{dx} dt$$

hindurchgehen. Infolge dessen wächst die electricische Dichtigkeit auf den Grenzflächen des Isolators um $h d\alpha$, so dass:

$$h d\alpha = dq,$$

somit: $h d\alpha = 4\pi h \cdot k \cdot (1 - \alpha) dt$

oder: $d\alpha = 4\pi \cdot k \cdot (1 - \alpha) dt.$

Nach dieser Gleichung müsste α bis zu dem Werthe 1 wachsen, was nach den vorliegenden Erfahrungen nicht allgemein der Fall zu sein scheint.

Dieser Erfahrung tragen wir Rechnung, wenn wir die Annahme machen, dass in jedem Isolator der Scheidung der Electricitäten eine gewisse von der Natur des Isolators

abhängige Gegenkraft entgegenwirkt, die man als eine moleculare Anziehung auf die getrennten Electricitäten betrachten kann. Diese Kraft kommt zur Wirkung, sowie die beiden Electricitäten geschieden sind, und nimmt zu mit der Menge resp. Dichtigkeit derselben. Damit würde dann der in dem Zeitelement dt durch die Querschnittseinheit des Isolators nach beiden Seiten hindurchgehende Electricitätsmenge nicht einfach der scheidenden Kraft, sondern der Differenz dieser und jener molecularen Gegenkraft proportional zu setzen sein, oder es wäre:

$$dq = \mp k \left(\frac{dV_z}{dx} - \mu' \alpha h \right) dt,$$

worin $\mu' \alpha h$ jene der Dichtigkeit, αh der geschiedenen Electricitäten proportionale Gegenkraft, also μ' eine von der Natur des Isolators abhängige Constante ist.

Damit würde dann:

$$dq = h d\alpha = k \cdot 4\pi h (1 - \alpha - \mu \alpha) dt,$$

wenn wir $\mu = \frac{\mu'}{4\pi}$ setzen, oder:

$$d\alpha = k \cdot 4\pi \cdot (1 + \mu) \left(\frac{1}{1 + \mu} - \alpha \right) dt.$$

Setzen wir nun $\frac{1}{1 + \mu} = \varepsilon$, $4\pi k (1 + \mu) = c$, so ist:

$$d\alpha = (\varepsilon - \alpha) c dt$$

und man sieht, dass der schliesslich erreichte Werth von α nicht 1 sondern ε ist.

Hiernach ergibt sich α aus der Gleichung:

$$\frac{d\alpha}{\varepsilon - \alpha} = c dt.$$

Ist nun α_0 der der Zeit $t=0$ entsprechende Werth von α , so folgt:

$$\log \frac{\varepsilon - \alpha_0}{\varepsilon - \alpha} = c \cdot t$$

oder:

$$\varepsilon - \alpha = (\varepsilon - \alpha_0) e^{-ct} = (\varepsilon - \alpha_0) a^{-t}.$$

Der der Zeit $t = 0$ entsprechende Werth α_0 braucht auch, wenn man die Isolatoren nicht als Dielectrica betrachtet, nicht gleich 0 zu sein, da schon eine moleculare und deshalb in unmessbar kleiner Zeit stattfindende Verschiebung der beiden Electricitäten eine messbare Electricisirung des Isolators zur Folge haben kann.

Unter diesen Voraussetzungen müssten also die Differenzen zwischen dem Grenzwerthe und den zur Zeit t erreichten Werthen von α für gleiche Zeitunterschiede einer geometrischen Reihe angehören, deren Coefficient a um so grösser ist, je grösser die Leitungsfähigkeit des Isolators ist.

27.

Eine Uebereinstimmung zwischen der soeben abgeleiteten Beziehung, deren strenge Richtigkeit vorausgesetzt, und den zu verschiedenen Zeiten beobachteten Werthen von α kann nur für die mit dem Sinuselectrometer erhaltenen Reihen erwartet werden, da sich gezeigt hat, dass im Sinne der obigen Gleichung die Leitungsfähigkeit des Isolators zu verschiedenen Zeiten eine sehr verschiedene sein kann. Dieser Umstand bewirkt, dass die mit dem Torsionselectrometer erhaltenen Zahlen jener Beziehung nicht entsprechen können. Denn bestimmt man die einer verschieden langen Dauer der Influenz angehörenden Werthe aus den Beobachtungen verschiedener Tage, so weiss man nicht, ob die Leitungsfähigkeit des Isolators dann immer dieselbe war, da, wie schon hervorgehoben wurde, auch bei annähernd gleichem Feuchtigkeitszustande der Luft sich noch merkliche Unterschiede in dem Gange der Werthe bei den mit dem Sinuselectrometer erhaltenen Reihen finden. Der Bestimmung von α aus unmittelbar aufeinanderfolgenden Versuchen, bei denen man die Influenz eine verschiedene Zeit dauern lässt, tritt der aus allen Versuchen sich ergebende Umstand hindernd entgegen, dass auch bei gleicher Dauer der Influenz bei aufeinanderfolgenden Versuchen die Werthe von α ganz

beträc
dersel
halten
selbe
einer
Mitte
meist
indem
als ei
den l
der C

ders
dem
von
Wer
zu k
grenz
dann
ginn
Colle
zurü
sich
lich
dani
Theo
beob
Curv
stärk
dass
ents
in
Isol

mit
erha
Mir

beträchtlich wachsen. Nur die Beobachtungen einer und derselben Reihe, wie sie mit dem Sinuselectrometer erhalten wurden, sind also mit einander vergleichbar; dasselbe gilt mit sehr grosser Annäherung auch für die aus einer Anzahl von Reihen für dieselbe Platte erhaltenen Mittelwerthe, wenn die Quotienten der Reihen, wie hier meist, nur wenig von einander und von 1 verschieden sind, indem dann die mittleren Werthe der Reihen ebenfalls als einer geometrischen Reihe angehörend betrachtet werden können, deren Quotient gleich ist dem Mittelwerthe der Quotienten der einzelnen Reihen.

Aber auch dann kann die Uebereinstimmung besonders der den kleineren Zeiten angehörigen Werthe nach dem Früheren und hauptsächlich nach den Bemerkungen von §. 15 nur eine angenäherte sein; die anfänglichen Werthe müssen und zwar zumeist bei den dickeren Platten zu klein sein, weil sich bei diesen der Einfluss der Begrenzung der Platten bemerkbar macht. Dazu kommt dann, wie früher hervorgehoben wurde, dass bei dem Beginne der Versuche stets von den Glasstäbchen, welche die Collectorplatte trugen, etwas Electricität auf die Platten zurückkehrte. Alles dieses in Betracht gezogen, ergibt sich, dass die beobachteten Werthe von a sich vortrefflich durch die obige Gleichung darstellen lassen. Dass damit kein strenger Beweis für die Richtigkeit unserer Theorie gegeben wird, versteht sich von selbst, da die beobachteten Werthe immer nur ein kleines Stück der Curve umfassen, wenn auch gerade das Stück, welches am stärksten gekrümmt ist. Es genügt indess zu erkennen, dass die gefundenen Werthe jener Theorie hinreichend entsprechen, um in der Grösse von a ein Maass für die in obige Gleichungen eingehende Leitungsfähigkeit der Isolatoren zu erhalten.

Für Ebonit benutzte ich zur Vergleichung der Theorie mit der Erfahrung die an der dünnsten Platte, Nr. III, erhaltenen Werthe, denen ich für die Zeit von 20 bis 40 Minuten die an Platte V und VI erhaltenen Werthe hin-

zufüge, da sich dort der Einfluss der Plattendicke wohl kaum mehr bemerklich macht.

Mit Benutzung der so vorhandenen Werthe von der 3. Minute an, ergibt sich für Ebonit:

$$\varepsilon = 0.9584 \quad \alpha_0 = 0.6141 \quad \log a = 0.00650 \quad a = 1.0151$$

In der folgenden Tabelle sind die beobachteten und berechneten Werthe zusammengestellt.

Tabelle XIX.
Werthe von α für Ebonit.

Zeit.	α		
	beob.	ber.	Δ
1'	0.5920	0.6198	—
2'	0.6092	0.6247	—
3'	0.6213	0.6297	+ 84
4'	0.6303	0.6346	+ 43
6'	0.6456	0.6441	— 15
8'	0.6641	0.6534	— 107
12'	0.6752	0.6771	+ 19
16'	0.6876	0.6878	+ 2
20'	0.7039	0.7035	— 4
24'	0.7246	0.7183	— 63
28'	0.7334	0.7323	— 11
32'	0.7374	0.7453	+ 79
36'	—	0.7578	—
40'	0.7505	0.7692	+ 187

Für Paraffin benutzte ich zur Berechnung die an Platte IV gefundenen Werthe, ferner für Zeiten grösser als 20' die an den anderen Platten erhaltenen, dazu noch einen in Tabelle XV nicht angegebenen Werth für 90' an Platte IV. Es ergab sich:

$$\varepsilon = 0.8000 \quad \varepsilon - \alpha_0 = 0.3081 \quad \log a = 0.00344 \quad a = 1.0080.$$

Tabelle XX.

Werthe von α für Paraffin.

Zeit.	α		
	beob.	ber.	Δ
1'	0.4933	0.4943	+ 10
4'	—	0.5016	—
8'	0.5049	0.5109	+ 60
12'	0.5205	0.5198	— 7
20'	0.5449	0.5369	— 80
28'	0.5509	0.5532	+ 23
40'	0.5789	0.5756	— 33
60'	0.6010	0.6085	+ 75
80'	0.6427	0.6365	— 62
90'	0.6474	0.6490	+ 16

Die an der dickeren Spiegelglasplatte mit dem Sinus-electrometer erhaltene Reihe lässt sich schon von der zweiten Minute an sehr gut darstellen mit den Constanten:

$$\varepsilon = 1 \quad \varepsilon - \alpha_0 = 0.1629 \quad \log a = 0.07000 \quad a = 1.175.$$

Von den an der Schwefelplatte erhaltenen Reihen liegen in der ersten die Werthe so nahe zusammen, dass $\log a$ kaum von 0 verschieden ist, das rasche Anwachsen der zweiten ist deshalb ohne Zweifel einer starken Oberflächenleitung zuzuschreiben. Nichtsdestoweniger lassen sich die von der dritten Minute an beobachteten Werthe sehr gut darstellen mit den Constanten:

$$\varepsilon = 1 \quad \varepsilon - \alpha_0 = 0.3766 \quad \log a = 0.01056 \quad a = 1.0244.$$

In folgender Tabelle XXI sind die beobachteten und berechneten Werthe für Glas und Schwefel zusammengestellt.

Tabelle XXI.

Zeit.	α für Glas.			α für Schwefel.		
	beob.	ber.	Δ	beob.	ber.	Δ
1'	0.8475	0.8621	+ 146	0.6060	0.6325	—
2'	0.8765	0.8826	+ 61	0.6299	0.6413	—
3'	0.8968	0.9002	+ 34	0.6488	0.6499	+ 11
4'	0.9118	0.9150	+ 32	0.6632	0.6583	— 49
6'	0.9461	0.9384	— 77	0.6762	0.6745	— 17
8'	0.9606	0.9554	— 52	0.6852	0.6900	+ 48
12'	0.9753	0.9771	+ 18	0.7185	0.7187	+ 2

Schliesslich lassen sich die bei den beiden Schellackplatten erhaltenen Werthe von α hinreichend genau mit folgenden Constanten darstellen, um in dem Logarithmus von a ein Maass für die Leitungsfähigkeit dieser Gemenge von Schellack und venetianischem Terpentin zu erhalten.

Für Platte I ist $\varepsilon = 1$ $\varepsilon - \alpha_0 = 0.2678$ $\log a = 0.00411$
 $a = 1.0095$

Für Platte II ist $\varepsilon = 1$ $\varepsilon - \alpha_0 = 0.3385$ $\log a = 0.00126$
 $a = 1.0030$

Tabelle XXII.

Schellackplatte I und II.

Zeit.	α für Platte I.			α für Platte II.		
	beob.	ber.	Δ	beob.	ber.	Δ
4'	0.7303	0.7421	+ 118	0.6315	—	—
8'	0.7522	0.7517	— 5	0.6500	0.6693	+ 193
16'	0.7797	0.7700	— 97	0.6741	0.6769	+ 28
24'	0.7908	0.7868	— 40	0.6846	0.6843	— 3
32'	0.7984	0.7977	— 7	0.6915	0.6914	— 1
40'	—	—	—	0.7024	0.6986	— 38
48'	—	—	—	0.7066	0.7055	— 11
56'	—	—	—	0.7093	0.7122	+ 29

Die Tabellen zeigen, dass in der That der Verlauf der Influenz in den untersuchten Isolatoren dem im vorigen §. gemachten Voraussetzungen entspricht; selbst die Abweichungen der beobachteten und berechneten Zahlen entsprechen nach den vorhin gemachten Bemerkungen der Theorie; die im späteren Verlaufe der Influenz, in welchem der Einfluss der Dicke immer mehr zurücktreten muss, sich findenden Unterschiede zwischen Beobachtung und Rechnung überschreiten nirgends die unvermeidlichen Beobachtungsfehler.

Wir können also die mit der Zeit wachsende Influenz in den Isolatoren als eine Bewegung der Electricität in einem Mittel von sehr geringer Leitungsfähigkeit auffassen, der aber in manchen Isolatoren eine merkliche Gegenkraft entgegenwirkt, welche von der Natur des Isolators abhängig, und die deshalb als eine moleculare zu bezeichnen ist. Von der Grösse dieser Gegenkraft hängt der Grenzwert ab, welchem sich die Influenz nähert.

Die die Schnelligkeit des Wachsens der Influenz bedingende Leitungsfähigkeit des Isolators ist nach den Versuchen zu verschiedenen Zeiten nicht unbeträchtlich verschieden. Als Grund dieser Verschiedenheit können wir nur eine verschieden grosse Oberflächenleitung ansehen, wie das ja auch aus dem Einflusse der Feuchtigkeit zu schliessen ist, der in einzelnen Fällen ein sehr schnelles Wachsthum der Influenz zur Folge haben kann, z. B. bei der Reihe II für die Ebonitplatte IV und bei der zweiten Reihe für Schwefel. Deshalb wird überhaupt auf die Zunahme der Influenz die Oberflächenleitung einigen Einfluss haben, der indess bei trockenem Wetter wohl nicht sehr gross ist, wie die sonst nahe Uebereinstimmung der an denselben Substanzen gefundenen Werthe zu verschiedenen Zeiten zeigt.

Einen eigenthümlichen Einfluss auf die Leitungsfähigkeit der Isolatoren zeigt die in kurzen Zwischenräumen vorgenommene Wiederholung der Influenz, die Leitungsfähigkeit wächst dann nicht unbeträchtlich, wie wenn durch

öfteres Hin- und Herbewegen der Electricität dieselbe beweglicher würde, eine Beweglichkeit, die sie aber bei längerer Ruhe wieder verliert.

28.

In der Einleitung hob ich hervor, dass es mir schiene, als könnten die beabsichtigten Versuche uns auch einigen Aufschluss darüber geben, ob wir die Isolatoren als Dielectrica im Sinne der Faraday'schen Theorie anzusehen hätten, also als zusammengesetzt aus vollkommen leitenden Molecülen, die durch nicht oder nur sehr unvollkommen leitende Zwischenräume getrennt sind, oder ob die Isolatoren nur schlechte Leiter sind. In der That scheinen mir die Versuche darüber eine ganz unzweideutige Auskunft zu geben, und zwar, wie ich es offen gestanden noch im Laufe der Untersuchung nicht erwartete, zu Gunsten der Faraday'schen Auffassung. Es ergibt sich das mit Nothwendigkeit aus einer Vergleichung der aus unseren Versuchen sich ergebenden Werthe von α_0 für die Zeit $t=0$ und den Leitungsfähigkeiten der Isolatoren.

Ist nämlich der Werth der Influenz zur Zeit $t=0$ als der Beginn der ganzen Influenzwirkung zu betrachten, so zwar, als er die erste in unmessbar kleiner Zeit stattfindende Scheidung der Electricitäten nur auf moleculare Distanzen in demselben Medium angibt, in welchem dann im weiteren Verlauf der Influenz die Electricitäten nach Maassgabe der Leitungsfähigkeiten schneller oder langsamer auseinandertreten, so muss nothwendig die momentane Influenz der durch den weiteren Verlauf derselben messbaren Leitungsfähigkeit proportional sein, eben weil dann die erste Bewegung der Electricität in demselben Medium stattfindet, in welchem sich auch die weitere Scheidung vollzieht. Zeigt sich ein solcher Zusammenhang zwischen den Werthen von α_0 und der Leitungsfähigkeit nicht, so sind wir genöthigt zu schliessen, dass die momentane Influenz als ein ganz anderer Vorgang aufzufassen ist, als die fortdauernde, oder dass, wie es die

Faraday'sche Auffassung annimmt, in den Isolatoren zweierlei vorhanden ist, vollkommen leitende Molecüle in einem schlechtleitenden Zwischenmittel.

Dabei kann es nicht von Bedeutung sein, ob zur eigentlichen Leitung des Isolators eine Oberflächenleitung hinzukommt oder nicht, da diese nur als eine Verbesserung der Leitungsfähigkeit zu betrachten ist, welche im ersten Momente ebenso vollständig zur Wirkung kommt als später.

Da zeigt sich nun zunächst, dass bei einer und derselben Substanz das durch die Oberflächenleitung bedingte schnellere oder langsamere Wachsen der Influenz auf den der Zeit $t = 0$ entsprechenden Werth nur einen sehr geringen Einfluss hat. Ich hebe zum Beweise dessen die Extreme hervor. Die Reihe II für die Ebonitplatte IV wächst so viel rascher als die im vorigen § berechneten Werthe von Platte III, dass der die Leitungsfähigkeit messende $\log a$ einen fast 5fachen Werth hat. Für a_0 ergibt sich aber nur etwa 0.65 gegen 0.614, den für Ebonit aus Platte III gefundenen Werth. Ebenso zeigen die beiden für die Schwefelplatte gefundenen Reihen einen äusserst grossen Unterschied in den Leitungsfähigkeiten, die anfänglichen Werthe sind aber in der langsamer ansteigenden Reihe sogar grösser als in der rascher steigenden Reihe.

Noch deutlicher tritt es hervor, dass gar keine Beziehung zwischen den aus den Beobachtungen sich ergebenden Werthen von α_0 und den in dem Anwachsen der Influenz messbaren Leitungsfähigkeiten der Isolatoren besteht, wenn man die für die verschiedenen Substanzen sich ergebenden Werthe von α_0 mit den Leitungsfähigkeiten zusammenstellt. Die letzteren ergeben sich, da nach §. 26 gesetzt wurde:

$$k \cdot 4\pi(1 + \mu) = c; e^c = a$$

$$k = \frac{\log a}{4\pi(1 + \mu) \log e}.$$

Im Folgenden stelle ich die gefundenen Werthe von α_0 , dieselben geordnet nach ihrer Grösse, und die nach dieser Gleichung berechneten Leitungsfähigkeiten der untersuchten Platten zusammen.

Substanzen	α_0	k
Paraffin	0.4919	0.00050
Ebonit	0.6141	0.00114
Schwefel	0.6234	0.00193
Schellack II . . .	0.6614	0.00019
Schellack I	0.7322	0.00075
Glas	0.8371	0.01287

Ein Blick auf diese Zusammenstellung zeigt auf das unzweideutigste, dass zwischen den Werthen von α_0 und denjenigen von k gar keine Beziehung besteht, dass grösseren Werthen von α_0 kleinere Werthe von k entsprechen können und dass bei annähernd gleichen Werthen von α_0 die Leitungsfähigkeiten sehr verschieden sein können.

Wir müssen also schliessen, dass die momentane Influenz ein Vorgang anderer Art ist, als die allmählich wachsende Influenz, resp. da sie von der Leitungsfähigkeit des Isolators sich ganz unabhängig zeigt, dass die momentane Influenz in ganz anderen Molecülen stattfindet als die allmählich wachsende; wir werden also zu der Faraday'schen Auffassung der Isolatoren als Dielectrica geführt, als bestehend aus vollkommen leitenden Molecülen in einem unvollkommen leitenden Zwischenmittel. Anstatt des letzteren würde man auch in der Art, wie es Kohlrausch und Clausius ansehen, eine Drehung der electrischen Molecüle und ein infolge dessen eintretendes Wachsen des electrischen Momentes annehmen können, was im Effect auf dasselbe hinauskommt. Die Leitungsfähigkeit, die vorhin nach der einfacheren Anschauung eingeführt wurde, würde dann eine geringere oder grössere Beweglichkeit der Molecüle bedeuten. Auf diese Frage will ich hier aber nicht eingehen.

Z
sind s
gefund
Substa
fluss d
diesen
Werth
denen
ander
Dielec
weich
nach
da na
Für
ander
gleich
angen
1 Mi
halte
platte
mitge
sich
Der
stant
führt

Zur Bestimmung der Dielectricitätsconstanten:

$$D = \frac{1}{1 - \alpha_0}$$

sind strenge genommen nur die für Paraffin und Ebonit gefundenen Werthe geeignet, da nur bei diesen beiden Substanzen die Platten so dünn waren, dass man den Einfluss der Dicke vernachlässigen kann. Da sich indess bei diesen gezeigt hat, dass die für grössere Zeiten erhaltenen Werthe sich ganz in die für die dünneren Platten gefundenen Werthe einordnen, so werden auch die für die anderen Substanzen aus den Werthen von α_0 abgeleiteten Dielectricitätsconstanten nicht weit von der Wahrheit abweichen. Der für Schwefel sich ergebende Werth muss nach der Dielectricitätstheorie mit 1.05 multiplicirt werden, da nach §. 11 die Schwefelplatte 0.048 Hohlräume enthielt. Für die Schwefelplatte habe ich die Constante noch in anderer Weise berechnet. Da die Platte fast genau die gleiche Dicke wie die Ebonitplatte V hatte, so habe ich angenommen, dass der Mittelwerth für Schwefel nach 1 Minute sich zu dem Werthe von α_0 für Schwefel verhalte wie der Mittelwerth des nach 1 Minute für Ebonitplatte V erhaltenen Werthes zu α_0 für Ebonit. Aus den mitgetheilten und einigen anderen Beobachtungen ergibt sich als Werth von α nach der ersten Minute 0.5920. Der hieraus so abgeleitete Werth der Dielectricitätsconstante des Schwefels ist neben den aus dem oben angeführten α_0 berechneten gestellt. Die Werthe sind dann:

Substanzen.	D
Paraffin	1.96
Ebonit	2.56
Schwefel	2.88—3.21
Schellack II . .	2.95
Schellack I . . .	3.73
Glas	6.10

Für Paraffin erhielten Barclay und Gibson¹⁾ 1.976,

1) Phil. Mag. (4) XLI.

Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. I.

Boltzmann¹⁾ 2.32, Schiller²⁾ 1.81 bis 2.47 je nach Verschiedenheit der Präparate und verschiedener Dauer der Ladung, für Ebonit Boltzmann 3.15, Schiller 2.21—2.76. Für Schwefel Siemens³⁾ 2.9, Boltzmann 3.84, für weisses Spiegelglas erhielt Schiller 5.83—6.34. Man sieht, die obigen Werthe liegen zwischen den von den anderen Experimentatoren für die gleichen Substanzen gefundenen. Für die Constanten des Schellacks ist zu beachten, dass sie für nicht näher zu definirende und verschiedenen zusammengesetzte Gemenge von Schellack und venetianischem Terpentin gelten.

Aachen, den 19. Februar 1877.

V. Ueber das electrische Verhalten der in Wasser oder Salzlösungen getauchten Metalle bei Bestrahlung durch Sonnen- oder Lampenlicht; von W. Hankel.

(Aus den Berichten der math. phys. Klasse der K. Sächs. Ges. der Wiss. 1875 vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

Bei dem von mir construirten Electrometer⁴⁾ hängt das Goldblättchen, dessen Ablenkung aus seiner Ruhelage zur Messung der electrischen Spannungen dient, in der Mitte zwischen zwei Messingplatten, welche durch Verbindung mit den beiden Polen einer Volta'schen Säule in gleich starkem, aber entgegengesetzt electrischem Zustande ge-

1) Boltzmann. Pogg. Ann. CLI.

2) Schiller. Pogg. Ann. CLII. Die grösste von Schiller benutzte Ladungsdauer ist 0.02, die kleinste 0.0001 Secunden etwa.

3) Siemens. Pogg. Ann. CII.

4) S. Ber. d. k. sächs. Ges. d. Wiss. 1850. p. 71. Pogg. Ann. LXXXIV. p. 28; Abh. d. k. sächs. Ges. d. Wiss. V. p. 892.

halten werden. Dazu genügt es, falls die aus Zink, Kupfer und Wasser bestehenden Elemente alle gleiche electromotorische Kräfte besitzen, die Mitte der Säule zur Erde abzuleiten. Sind Ungleichheiten vorhanden, so fügt man der schwächeren Hälfte noch weitere Elemente aus Zink und Kupfer, oder um die Abgleichung vollkommener ausführen zu können, Elemente aus Zinn und Kupfer hinzu.

Die von den Polen der Säule auslaufenden Drähte gehen jedoch nicht unmittelbar zu den obengenannten Messingplatten, sondern zunächst zu einem Commutator, und von diesem aus führen dann die Leitungen zu den Messingplatten. Ein Umlegen des Bügels im Commutator verbindet also die Platten mit den entgegengesetzten Polen. Ist das Goldblättchen, welches zwischen diesen Platten hängt, mit der Erde leitend verbunden, so würde beim Umlegen des Commutatorbügels das Goldblättchen in seiner Ruhelage verharren, wenn es gänzlich frei von Electricität wäre; da es aber durch seine Ableitung zur Erde infolge der in dieser Leitung liegenden Contacte eine, wenn auch nur sehr geringe, electricische Spannung besitzt, so wird beim Umlegen des Commutatorbügels ein sehr kleiner, jener Spannung entsprechender Ausschlag entstehen.

Ich hatte nun bei den ersten Untersuchungen, welche ich vor 25 Jahren mit diesem Instrumente anstellte, vielfach wahrgenommen, dass wenn zufällig die Sonnenstrahlen einen Theil der Volta'schen Säule trafen, die Gleichheit der beiden Hälften der Säule verloren ging, und das Goldblättchen beim Umlegen des Commutators einen erheblichen Ausschlag gab.

Da ich damals, eben bei der Prüfung jenes Electrometers beobachtete,¹⁾ dass die Spannung einer aus Zink, Kupfer und Wasser gebildeten Säule, wenn diese Metalle bereits längere Zeit in Wasser gestanden haben, bei Erhöhung ihrer Temperatur wächst, so glaubte ich, ohne die

1) Abh. d. k. sächs. Ges. d. Wiss. V p. 432.

Wirkungsweise der Sonnenstrahlen genauer zu untersuchen, jene Aenderung in der Spannung der von den Sonnenstrahlen getroffenen Säulenhälfte allein der durch diese Strahlen erzeugten Erwärmung zuschreiben zu müssen.

Bei einem eben solchen im Laufe der letzten Wochen eingetretenen Vorgange, wo also wieder durch das Bestrahlen eines Theiles der einen Säulenhälfte eine erhebliche Ungleichheit in den Spannungen der beiden Säulenhälften hervortrat, ergab sich indess bei näherer Prüfung, dass die Spannung der theilweise beleuchteten Hälfte nicht vermehrt, sondern vielmehr vermindert war, und zwar in nicht unbeträchtlichem Grade. Jede Hälfte der Säule enthielt ungefähr 60 Elemente, und ich musste aus der nicht bestrahlten Hälfte zwei Elemente hinwegnehmen, um wieder nahe Gleichheit in den Spannungen an beiden Polen zu erzielen. Die Aenderung war also in gerade entgegengesetztem Sinne erfolgt, als wenn die Gläser mit der Flüssigkeit und den Metallen erwärmt worden wären.

Dazu kam noch die weitere Beobachtung, dass mit dem Beginne der Bestrahlung durch Aufziehen eines Rouleau die angegebene Abnahme der Intensität der bestrahlten Säulenhälfte sofort eintrat, und ebenso mit dem Abhalten der Sonnenstrahlen durch Niederlassen des Rouleau so gleich wieder verschwand.

Beide Beobachtungen wiesen also darauf hin, dass es nicht die Erhöhung der Temperatur der Gläser und ihres Inhaltes war, welche die beschriebene Abnahme in der Intensität der bestrahlten Säulenhälfte hervorbrachte; dass vielmehr die Sonnenstrahlen in anderer Weise jene Aenderung erzeugten.

Da bei dem eben berichteten Vorgange die Aenderung in der Spannung der bestrahlten Säulenhälfte nicht direct gemessen wurde, sondern sich nur durch die Ungleichheit der Vertheilungen kundgab, welche die beiden Messingplatten auf das zwischen ihnen hängende und zur Erde abgeleitete Goldblättchen hervorbrachten, so wurden behufs directer Messung jener Aenderung zwei Säulen

aus
Ku
der
ebe
abg
Ele
set

dur
und
der
En
ein
nah
bef
lun
ein
erf
sch
Säu

den
der
var
Spa
Na
bes
Au
so
Sch
wie
ent
pur

1)

aus je 40 seit längerer Zeit benutzten Elementen (Zink, Kupfer, Wasser) gebildet und zwei gleichnamige Pole derselben miteinander verbunden; von den beiden anderen, ebenfalls gleichnamigen Polen wurde der eine zur Erde abgeleitet, der andere aber zu dem Goldblättchen des Electrometers geführt. Da die beiden Säulen entgegengesetzt verbunden waren, so hoben sich ihre Spannungen auf.

Die eine dieser Säulen konnte nun nach Belieben durch Aufziehen eines Rouleau von der Sonne bestrahlt, und durch Niederlassen desselben wieder beschattet werden, während die andere stets im Schatten verblieb. Die Empfindlichkeit des Electrometers war so regulirt, dass ein Element Zink-Kupfer-Wasser einen Ausschlag von nahe 7 Scalentheilen auf dem im Oculare des Mikroskops befindlichen Glasmikrometer erzeugte. Durch die Bestrahlung der einen Säule mittelst Sonnenlichtes entstand nun ein Ausschlag von ungefähr 14 Scalentheilen, und zwar erfolgte derselbe im Sinne der Spannung der anderen beschattet gebliebenen Säule; beim Beschatten der ersten Säule verschwand derselbe sogleich wieder.

Darauf wurden die beiden bisher mit der Erde und dem Goldblättchen des Electrometers verbundenen Pole der beiden Säulen mit den Enden des Drahtes eines Galvanometers von 30000 Windungen verknüpft, und die Spannungen der beiden Säulen so weit abgeglichen, dass die Nadel nahe an dem Nullpunkte stand, wenn beide Säulen beschattet waren. Wurde die eine derselben durch das Aufziehen eines Rouleau den Sonnenstrahlen ausgesetzt, so trat ein Ausschlag ein, dessen Richtung auf eine Schwächung der Spannung in der belichteten Säule¹⁾ hinvies, und es mussten zwei Elemente aus der anderen Seite entfernt werden, um die Nadel wieder nahe auf den Nullpunkt zurückzuführen.

1) Wie bereits zuvor bemerkt, hatten die zu diesen Säulen benutzten Elemente längere Zeit in Wasser gestanden und waren stark mit einer Oxyd- und Salzschiebt bedeckt.

Da der Leitungswiderstand der beiden Säulen, deren Flüssigkeit nur aus Wasser bestand, sehr gross war, so konnte eine Ungleichheit von selbst zwei Elementen Zink-Kupfer-Wasser trotz der vielen Windungen des Multipliers doch keinen sehr beträchtlichen Ausschlag der Nadel erzeugen. In dem eben beschriebenen Versuche erreichte derselbe nur ungefähr 15° .

Nach dem Vorstehenden betrug die infolge der Bestrahlung durch die Sonne in der Spannung eines Elementes Zink-Kupfer-Wasser eintretende Aenderung, wofern die Metalle längere Zeit in Wasser gestanden hatten und stark mit Oxyden und Salzen bedeckt waren, ungefähr $\frac{1}{20}$ eben dieser Spannung; es musste sich jene Aenderung daher auch bei nur zwei einander entgegengesetzten Elementen Zink-Kupfer-Wasser mit dem zuvor beschriebenen Galvanometer nachweisen lassen, wenn das eine Element von der Sonne bestrahlt wurde, während das andere im Schatten verblieb, weil bei dieser Einrichtung der Widerstand der Flüssigkeit ein sehr viel geringerer war. Ich erhielt denn auch durch Bestrahlung des einen Elementes sehr beträchtliche Ausschläge der Nadel und zwar stets in dem Sinne, dass die Spannung in dem bestrahlten Elemente geringer geworden war.

Die mitgetheilten Beobachtungen forderten zu einer genaueren Untersuchung über den Einfluss der Bestrahlung der in Wasser und Salzlösungen befindlichen Metallflächen auf. Leider war ich erst in der Mitte des September auf jene Vorgänge aufmerksam geworden und hatte bei den weiteren Versuchen sehr viel unter der Ungunst der Witterung zu leiden, indem die Sonne selbst wochenlang nicht erschien. Es ist daher bis jetzt nicht möglich gewesen, die Untersuchung so weit fortzuführen, als ich gewünscht. Namentlich musste ich mich auch entschliessen, selbst bei schwach verschleieter Sonne und bei zahlreichen zerstreuten Wolken zu arbeiten, war dann aber gezwungen, mich mit der Festsetzung des Sinnes, in welchem eine Aenderung der bestrahlten Metalle eintrat, und

mit einer je nach dem Zustande der Bestrahlung ungefähren Schätzung der Grösse derselben zu begnügen. Ich führe deshalb in dem Folgenden keine Zahlenangaben an, die eben nur bei einer constanten Intensität der Bestrahlung Werth haben würden.

Genügen die nachstehend mitgetheilten Beobachtungen bereits zu einer Uebersicht über die Gesammtheit der durch die Wirkung des Lichtes auf die in Wasser stehenden Metallplatten erzeugten electromotorischen Vorgänge, so erscheinen sie mir doch noch unzureichend, um eine sichere Erklärung derselben aufzustellen. Dazu bedarf es erst noch der Beantwortung einer Reihe von Fragen, die ich im nächsten Sommer unter besseren Lichtverhältnissen, als sie der Winter darzubieten vermag, auszuführen hoffe.

Bevor ich aber zu der Mittheilung der bis jetzt von mir ausgeführten Versuche übergehe, wird es zweckmässig sein, eine kurze Uebersicht des bereits früher auf diesem Gebiete bekannt Gewordenen zu geben.

Uebersicht der bisherigen Untersuchungen.

Der erste, welcher die Einwirkung des Lichtes auf die in verdünnten Säuren oder Salzlösungen befindlichen Metalle in Bezug auf die Erzeugung electricischer Ströme untersucht hat, ist Edmund Becquerel gewesen. Derselbe wurde ursprünglich von der Absicht geleitet, durch die Bestrahlung zweier unter dem Einflusse des Lichtes chemisch auf einander wirkender Flüssigkeiten electricische Ströme hervorzurufen.¹⁾ Er brachte zu diesem Zwecke käuflichen Alkohol auf eine concentrirte Lösung von Eisenchlorid in Wasser, tauchte in jede dieser Flüssigkeiten einen Platindraht, und verband diese Drähte mit den Enden eines Galvanometers. Der sofort bei der Zusammenstellung des Apparates im Dunkeln durch die Heterogenität der Substanzen entstehende electricische Strom ver-

1) C. R. IX. p. 145.

ringerte sich bei geschlossener Kette und wurde bald constant. Beim Zutritte der Sonnenstrahlen entstand sofort eine stärkere Ablenkung der Nadel.

Aehnliche Resultate erhielt E. Becquerel mit anderen Chloriden, welche bei Berührung mit Alkohol, Holzgeist oder Aether in Verbindungen von einem geringeren Chlorgehalte übergehen können, während er durch die Chlorüre bei gleicher Behandlung keine electricen Ströme hervorzurufen vermochte. Als er das Sonnenlicht durch farbige Gläser gehen liess, beobachtete er, dass hinter blauen und violetten Gläsern die Wirkung eintrat, dagegen hinter rothen, gelben und grünen ausblieb.

Da bei diesem Verfahren auch gleichzeitig die in die Flüssigkeit getauchten Metalle von den Sonnenstrahlen getroffen wurden, so untersuchte E. Becquerel in einer zweiten Abhandlung,¹⁾ die durch Bestrahlung von Metallen, welche in schwach saure, alkalische oder neutrale Lösungen eingesenkt waren, erzeugten electricen Ströme. Er tauchte zwei Platinplatten, welche zuvor behufs Zerstörung aller fremdartigen, ihren Oberflächen anhängenden Substanzen bis zum Rothglühen erhitzt worden waren, in die genannten Lösungen ein, und liess eine derselben von den verschiedenfarbigen Strahlen des Sonnenlichtes bescheinen, während die andere im Dunkeln gehalten wurde. Wenn die Platinplatten sehr rein waren und vor ihrem Ausglühen in concentrirter Salpetersäure gestanden hatten, so erhielt E. Becquerel gar keinen electricen Strom, so dass er die sonst bei Anwendung von nur geglühten Platten erhaltenen Ströme der Einwirkung des Sonnenlichtes auf eine unendlich dünne, der Oberfläche der Platinplatte anhängende Schicht fremdartiger Substanzen zuschreibt. Die belichtete Platte wurde in einer alkalischen Lösung positiv, in einer sauren negativ.²⁾

1) C. R. IX. p. 561.

2) M. Becquerel, *Traité d'électr. et du magn.* T. VI. p. 58. E. Becquerel, *la lumière, ses causes et ses effets.* II. p. 123.

in W
peter
Plat
einer
oxyd
strahl

steh
der
als
Wir
tiven

Jods
posit
platt
zeigt
Bron

Lich
die i
ware
Dun
lette
eines
ganz

dass
nach
eine
wirk
wäh
ger
Eine

1) A

Als E. Becquerel zwei abgeschabte Messingplatten in Wasser eintauchte, welches durch einige Tropfen Salpetersäure schwach angesäuert war, wurde die belichtete Platte negativ. Nachdem er die beiden Platten als Pole einer Volta'schen Säule benutzt, wodurch die eine Platte oxydirt worden, erschien die oxydirte Platte bei der Bestrahlung positiv.

Zwei in schwach mit Salpetersäure versetztem Wasser stehende Platten aus reinem Silber gaben bei Bestrahlung der einen Platte, sowohl vor als nach ihrer Verwendung als Pole einer Volta'schen Säule, nur eine sehr schwache Wirkung, und zwar zeigte sich die belichtete Platte positiver.

Als E. Becquerel die Silberplatten mit einer dicken Jodschrift überzog, wurde die bestrahlte Platte stark positiv, während nach dem Zutritt von Chlor zu den Silberplatten der electriche Strom keine grössere Intensität zeigte, als bei reinen Silberplatten. Bei einer Jod- und Bromschicht hatten die Ströme nur eine kurze Dauer.

E. Becquerel untersuchte sodann die Wirkung des Lichtes auf frisch bereitetes Chlor-, Brom- und Jodsilber, die in dünner Schicht auf einer Platinplatte ausgebreitet waren; die bestrahlte Platte erschien positiv gegen die im Dunkeln befindliche. Auf das Chlorsilber wirkten die violetten und blauen Strahlen, während die grünen nur Spuren eines Stromes hervorriefen und die gelben und rothen ganz ohne Einfluss blieben.

In einer folgenden Abhandlung zeigte E. Becquerel,¹⁾ dass jodirte Silberplatten sich verschieden verhalten, je nachdem sie zuvor schon belichtet sind oder nicht. Auf eine unter völligem Abschlusse des Lichtes bereitete Platte wirkten nur die Strahlen des Spectrums von *F* bis *P*, während bei einer zuvor belichteten Platte auch die weniger brechbaren Strahlen electriche Ströme hervorriefen. Eine bereits angemessen belichtete Platte zeigte zwei

1) Ann. d. chim. et phys. (3) IX. p. 274.

Maxima der Wirkung, das eine zwischen *G* und *H*, das andere zwischen *D* und *E*, während zwischen *F* und *G* ein Minimum lag.

Später¹⁾ (im Jahre 1851) wandte E. Becquerel zur Construction eines Actinometers, welches für die leuchtenden Strahlen von *A* bis *H* empfindlich sein sollte, Silberplatten an, die als positiver Pol eines Bunsen'schen Elementes in verdünnte Salzsäure so lange eingetaucht worden, bis auf ihnen das Violett der vierten Ordnung erschien, und dann beim Erhitzen auf 150 bis 200° eine rosenrothe Färbung angenommen hatten. Bei der Bestrahlung solcher Platten durch die verschiedenen Farben des Spectrums lag die grösste Intensität der durch die Belichtung der einen Platte erzeugten electricischen Ströme zwischen *D* und *E*, nahe an *E*.

Die in der beschriebenen Weise dargestellten Platten sind auch für das zerstreute Tageslicht und für Lampenlicht empfindlich.

E. Becquerel beobachtete auch, dass beim Aufhören der Bestrahlung die Nadel des Galvanometers nicht bloß nach der Ruhelage zurückging, sondern diese letztere etwas nach der anderen Seite hin überschritt, und dann erst sich auf die Ruhelage einstellte. Er glaubte diese Bewegung der Nadel durch eine Polarisation der Platten (*par suite probablement d'un courant secondaire*) hervorgebracht.

Im Jahre 1858 hat Grove²⁾ auch einige Versuche veröffentlicht über die Erzeugung electricischer Ströme durch Bestrahlung der einen von zwei in schwach mit Schwefel-, Salz- oder Salpetersäure versetztes Wasser eingetauchten Platinplatten. Bei dem Schwanken seiner Resultate, indem die belichtete Platte bald positiv, bald negativ wurde, glaubte er die Ursache dieser Ströme in einer durch die

1) Ann. d. chim. et phys. (3) XXXII. p. 176.

2) Phil. Mag. XVI. (4) p. 426.

Bestrahlung bewirkten Vergrößerung einer ursprünglich vorhandenen Polarisation der Platte suchen zu müssen. Die Untersuchungen E. Becquerel's werden von ihm nirgends erwähnt; er gedenkt nur eines von ihm selbst mit Daguerre'schen Platten ausgeführten und in seiner Schrift „Correlation of Physical forces“ angeführten Versuches.

Auch Pacinotti¹⁾ kennt im Jahre 1863 die Arbeiten E. Becquerel's nicht, sondern citirt nur die soeben erwähnte Stelle in der Schrift von Grove.

Pacinotti hat die Metalle in Lösungen, namentlich ihrer eigenen Salze gestellt, und sodann die eine Metallplatte belichtet. Wenn zwei Kupferplatten²⁾ in Lösungen von schwefelsaurem oder salpetersaurem Kupferoxyd, Zinkplatten in Lösungen von Zinkvitriol oder Chlorzink, Eisenplatten in Lösungen von Eisenvitriol oder Eisenchlorür, sowie Bleiplatten in eine Lösung von essigsäurem Bleioxyd gestellt wurden, so fand er die belichteten Platten stets negativer; dagegen wurde von zwei in einer Lösung von salpetersaurem Silberoxyd befindlichen Silberplatten die vom Sonnenlicht bestrahlte positiv. Bei Anwendung zweier Platinplatten, welche in einer Kupfervitriollösung standen, konnte er bei der Bestrahlung der einen keine Ablenkung der Nadel wahrnehmen.

Die Strahlen einer Petroleumlampe oder einer erhitzten dicken Eisenplatte erzeugten ebenfalls Ablenkungen der Nadel, und zwar wurde die der Strahlung ausgesetzte Platte stets negativer, selbst bei Silber in einer Lösung von salpetersaurem Silberoxyd.

Als Pacinotti einen kleinen kupfernen Kasten in einen etwas grösseren stellte, den Zwischenraum zwischen beiden mit Kupfervitriollösung anfüllte, und dann in den Hohlraum des inneren kleineren Kastens heisses Wasser

1) Cimento XVIII. p. 373.

2) Ueber die Beschaffenheit der Metalloberflächen macht Pacinotti nirgends eine Mittheilung.

goss, fand er das erhitzte Kupfer des inneren Kastens positiv gegen das kältere des äusseren Kastens.

Eigene Beobachtungen über das Verhalten der in Wasser und Salzlösungen eingetauchten Metalle bei Bestrahlung durch Sonnen- oder Lampenlicht.

I. Verhalten des Kupfers.

A. In Wasser eingetaucht.

Das Verhalten des Kupfers und ebenso anderer Metalle ändert sich sehr beträchtlich mit dem Zustande ihrer Oberfläche; es wird daher nöthig, die bei den verschiedenen Oberflächenzuständen gemachten Beobachtungen gesondert mitzutheilen.

a. Frisch geputztes Kupfer.

Zwei Kupferstreifen von 30 Mm. Breite und 90 Mm. Länge waren durch Eintauchen in mässig verdünnte Schwefelsäure von der Glühkruste gereinigt und dann mit fein geschlemmtem Tripel geputzt worden. Es machte Mühe, die Oberflächen der beiden Streifen so weit gleich herzustellen, dass die Nadel des Galvanometers (mit 30000 Windungen) in der Nähe des Nullpunktes stehen blieb, und es verging nach dem Eintauchen wohl eine halbe Stunde, bis die angenäherte Gleichheit der Streifen erreicht wurde und die Beobachtungen begonnen werden konnten.

Der eine Streifen war durch eine Korkscheibe geschoben und in eine poröse Thonzelle, wie sie zu Bunsenschen oder Grove'schen Elementen benutzt werden, so eingesetzt, dass die Korkscheibe als Deckel die Zelle schloss. Dieser Streifen befand sich also stets im Dunkeln. Die mit Wasser (aus der städtischen Wasserleitung) gefüllte Thonzelle wurde in ein grösseres mit demselben Wasser angefülltes Glas eingesetzt, und in dieses Wasser der andere Kupferstreifen so eingetaucht, dass eine seiner breiten Flächen der Lichtquelle zugekehrt war. Die beiden Strei-

fen standen mit je einem Ende des Galvanometerdrahtes in Verbindung.¹⁾

Das Glas mit der Zelle und den Kupferstreifen wurde nun unter einen schwarzen Kasten gestellt, welcher auf der der Sonne zugekehrten Seite einen Schieber trug; durch Entfernen und Einsetzen des letzteren konnte also der frei im Wasser des Glases stehende Kupferstreifen den Sonnenstrahlen ausgesetzt oder gegen sie geschützt werden. In den Falz, worin der Schieber sich bewegte, liessen sich auch verschiedenfarbige Glasplatten einschieben, so dass erst das infolge des Durchganges durch diese Gläser gefärbte Licht den Kupferstreifen traf.²⁾

Als nun in der beschriebenen Weise der frei im Wasser befindliche geputzte Kupferstreifen ungefähr eine halbe Stunde nach dem Eintauchen in das Wasser geprüft wurde, erhielt ich beim Bestrahlen mit freiem und sodann mit dem durch die farbigen Gläser modificirten Sonnenlichte die folgenden Resultate:

Beim Zutritte des freien Sonnenlichtes wurde der bestrahlte Streifen negativ gegen den im Dunkeln befindlichen, jedoch nur mässig, d. h. der Strom ging von dem im Dunkeln befindlichen Streifen durch die Flüssigkeit zu dem bestrahlten.³⁾ Hinter einem rothen Glase war die

- 1) Der ganze Apparat war auf einem festen Fenstersteine aufgestellt worden; des heftigen, störend wirkenden Luftzuges wegen konnte das Fenster nicht geöffnet werden. Unter freiem Sonnenlicht ist im Folgenden daher stets das bereits durch das Glas einer Fensterscheibe hindurchgegangene zu verstehen. Dieses durch die Fensterscheibe gegangene Sonnenlicht hatte nun noch die Glaswand des Gefässes und eine 40 bis 60 Mm. dicke Wasserschicht zu durchdringen, bevor es die Oberfläche des Kupferstreifens erreichte.
- 2) Bei dem veränderlichen Zustande des Himmels war es bis jetzt nicht möglich, Versuche mit den reinen Farben des durch ein Prisma gebildeten Sonnenspectrums anzustellen; derartige Untersuchungen habe ich für den nächsten Sommer aufsparen müssen.
- 3) Um keine Unbestimmtheiten in den Angaben übrig zu lassen, bemerke ich, dass ich den bestrahlten Streifen als negativer oder

Wirkung ausserordentlich gering, hinter einem gelben ein wenig stärker, hinter einem grünen noch etwas stärker, hinter einem dunkelblauen noch grösser, während sie hinter einem sehr dunkelvioletten Glase wieder geringer ausfiel. In allen Fällen aber wurde die bestrahlte Platte negativ.¹⁾

Als anstatt des Sonnenlichtes das Licht einer mit Reflector versehenen Gaslampe auf den frisch geputzten Kupferstreifen fiel, konnte nur eine äusserst geringe Einwirkung wahrgenommen werden, während beim Verbrennen eines Streifchens Magnesium ein Ausschlag von 8° erhalten

schlechthin negativ bezeichne, wenn der Ausschlag des Galvanometers in der Richtung erfolgt, wie er eintreten müsste, wenn an Stelle des bestrahlten Kupfers Platin gebracht würde; dagegen als positiver oder schlechthin positiv bei entgegengesetztem Ausschlage, wie ihn also ein an Stelle des belichteten Kupfers gesetztes Zinkstück hervorbringen würde.

- 1) Wir werden in den nächsten Abschnitten finden, dass stark mit Oxyden und Salzen bedeckte Kupferplatten bei der Bestrahlung durch Sonnenlicht positiver werden. Da nun nach meinen Untersuchungen über die electromotorischen Kräfte zwischen Wasser und Metallen (Abh. d. k. sächs. Ges. d. Wiss. XI. p. 605) sofort nach dem Eintauchen eines frisch geputzten Kupfers in Wasser eine Verbindung der Oberflächentheile des Metalles mit Sauerstoff entsteht, welche bereits nach zehn Minuten die anscheinend noch blanke Oberfläche des Kupfers um ungefähr $\frac{1}{6}$ der Spannung zwischen Zink und Kupfer negativer als das blanke Kupfer vor dem Eintauchen macht, so ist es wahrscheinlich, dass bei den oben beschriebenen Versuchen das Sonnenlicht durch seine Wirkung auf die infolge einer längeren Berührung mit Wasser entstandene unendlich dünne oxydirte Schicht zugleich eine positive Aenderung erzeugt hat, jedoch nur in so geringem Grade, dass sie durch die gleichzeitig eintretende stärkere negative Aenderung völlig verdeckt wird.

Es mag hier noch erwähnt werden, dass bei einem Paare aus sehr dickem Kupferbleche geschnittener Streifen anfänglich die scheinbar metallische polirte Oberfläche durch Bestrahlung in positiver Richtung verändert wurde; erst nach dem Abfeilen der oberflächlichen, jedenfalls noch Oxydul enthaltenden Schicht trat dann beim Bestrahlen die negative Aenderung auch bei diesen beiden Streifen ein.

wurde; und zwar erschien auch in diesen Versuchen der belichtete Streifen negativ.

b. Durch mässiges Erhitzen oxydirtes Kupfer.

Zwei Kupferstreifen wurden erst mit Schwefelsäure behandelt, dann mit Tripel geputzt, darauf in einem kleinen kupfernen Trockenofen bis 150° erhitzt, und sofort der Erkaltung überlassen. Ihre Farbe war etwas dunkel goldgelb. Nachdem sie einen Tag¹⁾ in Wasser gestanden hatten, wurden sie in der zuvor beschriebenen Weise geprüft.

Freies Sonnenlicht: Die belichtete Platte (Streifen) wird stark negativ; beim Verdunkeln verschwindet die Ablenkung der Nadel nur sehr langsam.

Roths Glas: Aeusserst geringe Einwirkung.

Hellgelbes Glas: Die bestrahlte Platte wird zuerst positiv, sehr bald aber geht sie in's Negative über. Beim Niederlassen des Schirmes schlägt die Nadel in dem letzteren Sinne noch weiter aus und kehrt dann erst zur Ruhelage zurück.

Dunkelgrünes Glas: Aehnliches Verhalten, nur scheint der erste positive Ausschlag etwas geringer zu sein, als bei Vorsetzung des hellgelben Glases.

Hellblaues, dunkelblaues und violettes Glas: Die Nadel zeigt gleich anfangs eine negative Veränderung der bestrahlten Platten, die hinter dem violetten nur wenig Licht durchlassenden Glase schwächer ist, als hinter den blauen Gläsern. Beim Niederlassen des Schirmes beginnt die Nadel sogleich den Rückgang.

Aus diesen Beobachtungen folgt, dass beim Belichten mit gelben und grünen Strahlen zwei Aenderungen auf der Oberfläche des Metalles eintreten. Die erste, welche das Kupfer positiver macht, tritt rascher ein als die zweite, durch welche der negative Zustand bedingt wird. Während

1) Ihre sofortige Prüfung, gleich nach dem Eintauchen, wurde infolge des Verdeckens der Sonne durch Wolken unmöglich.

anfangs die erste Veränderung überwiegt, und die Nadel in ihrem Sinne ausschlagen macht, erreicht die zweite bald eine grössere Stärke, so dass die Nadel nach der Ruhelage zurückgeht und schliesslich eine negative Ablenkung zeigt, welche die Differenz der beiden Zustände misst. Nun verschwindet aber die erste Veränderung, ebenso wie sie rascher entstand, auch rascher, während die zweite langsamer verläuft; in Folge dessen entsteht beim Niederlassen des Schirmes eine Vergrösserung des vorhandenen negativen Ausschlages.¹⁾

Hinter blauen und violetten Gläsern tritt beim Beginn des Bestrahlsens sofort der negative Zustand der belichteten Platte ein; hieraus ergibt sich, dass, um es kurz auszudrücken, der positive Zustand besonders durch die weniger, der negative dagegen durch die stärker brechbaren Strahlen des Sonnenlichtes hervorgerufen wird. Einer genauen Untersuchung der Einwirkung der reinen Farben des Spectrums bleibt es vorbehalten, die specielle Wirkung derselben mit Bestimmtheit festzustellen.

Da bei den im vorhergehenden Paragraphen beschriebenen Beobachtungen auf ziemlich blanken Oberflächen der positive Zustand nicht eintrat, oder wenigstens nicht beobachtet werden konnte,²⁾ so erhellt, dass derselbe durch die Einwirkung der weniger brechbaren Strahlen auf das Kupferoxydul oder Oxyd und der negative durch die Einwirkung der stärker brechbaren Strahlen auf die metallischen Oberflächen erfolgt.

Die in den nächstfolgenden Abschnitten mitgetheilten Versuche werden nun zeigen, dass die positive Veränderung beim Bestrahlen mit Sonnenlicht um so stärker hervortritt, je mehr das Kupfer mit Oxyden und Salzen

1) Das Zusammenbestehen oder auch die Ueber- oder Nebeneinanderlagerung der beiden entgegengesetzten Zustände hat nichts Wunderbares; in einer angeschlossenen Notiz werde ich zeigen, dass sich selbst auf einer Platinplatte zwei entgegengesetzte Polarisationszustände über- oder nebeneinander legen lassen.

2) Vgl. die Anmerk. auf p. 414.

bedeckt ist, so dass wir zuletzt bei Streifen anlangen, auf welchen der negative Zustand durch den positiven völlig verdeckt wird, und auch selbst im Augenblicke des Verdunkeln nicht mehr hervorzutreten vermag.

c. Stark oxydirtes Kupfer.

Zwei aus einem Bleche geschnittene Kupferstreifen wurden nur mit Wasser sorgfältig abgewaschen; es verblieb also auf ihrer Oberfläche die ganze oxydirte Schicht, wie sie durch das Glühen beim Walzen des Bleches entstanden war. Es wurde erst der eine und dann der andere Streifen dem Lichte ausgesetzt; beide verhielten sich nahe gleich.

Freies Sonnenlicht: Der bestrahlte Kupferstreifen wurde zuerst stark positiv, so dass die Nadel bis zur Hemmung flog; darauf kehrte die Nadel zurück und stellte sich mit schwacher Ablenkung auf die andere Seite, so dass also nun der belichtete Streifen negativ erschien. Beim Verdunkeln schlug die Nadel sofort in dem letzteren negativen Sinne heftig an die Hemmung, und bewegte sich dann erst langsam zur Ruhelage zurück.

War die Sonne durch weisse Wolken bedeckt, so entstand beim Belichten sofort ein Ausschlag, welcher auf eine negative Aenderung des belichteten Streifens hindeutete. Eben diese negative Aenderung trat auch im Winter bei wolkenlosem Himmel, bei tiefstehender Sonne und etwas dunstiger Atmosphäre ein.

Roths Glas: Der belichtete Streifen wurde zuerst ziemlich stark positiv; doch nahm der betreffende Ausschlag bald an Grösse ab. Ob beim Verdunkeln ein negativer Ausschlag eintrat, liess sich nicht entscheiden; jedenfalls trat hinter dem rothen Glase der negative Zustand weniger hervor.

Hellgelbes Glas: Der Kupferstreifen wurde beim Eintritt der Bestrahlung sehr stark positiv; sehr bald nahm aber der betreffende Ausschlag ab, jedoch ohne in den

negativen überzugehen. Dagegen trat beim Verdunkeln der letztere in solcher Stärke ein, dass die Nadel gegen die Hemmung geworfen wurde.

Dunkelgrünes Glas: Der eine Streifen wurde beim Bestrahlen anfangs schwach positiv, und darauf negativ, während bei dem anderen gleich beim Eintritte der Bestrahlung ein negativer Ausschlag entstand. Beim Verdunkeln begann die auf der negativen Seite stehende Nadel sofort zur Ruhelage zurückzukehren.

Dunkelblaues Glas: Der belichtete Streifen wurde gleich beim Beginn des Bestrahls negativ, und beim Verdunkeln setzte sich die Nadel sogleich nach der Ruhelage hin in Bewegung. — Die negative Aenderung ist hinter dem dunkelblauen Glase sogar beträchtlicher als bei freier Sonne. Hat die Nadel, wenn das Licht durch das blaue Glas geht, eine feste Ablenkung angenommen, so schlägt beim Wegziehen dieses Glases und beim Zutritt der reinen Sonnenstrahlen die Nadel heftig nach der positiven Seite und stellt sich dann in einer dauernden negativen Ablenkung ein, die aber geringer ist, als bei vorgesetztem blauen Glase. Wird das dunkelblaue Glas wieder vorgesetzt, so geht die Nadel sehr stark im negativen Sinne vor, und stellt sich schliesslich auf die bei dem ersten Vorsetzen des Glases beobachtete Ablenkung wieder ein.

Violettes Glas: Wirkung ähnlich wie hinter dem dunkelblauen, nur wegen der starken Lichtabsorption geringer.

Diese Versuche zeigen deutlich, wie durch die starke Oxydschicht (Glühkruste) der positive Zustand begünstigt wird, aber auch zugleich, dass derselbe der Einwirkung der weniger brechbaren Strahlen, ja selbst der jenseits des Rothen liegenden, nicht leuchtenden Strahlen seine Entstehung verdankt. Dies letztere folgt namentlich aus der Beobachtung, dass das durch weisse Wolken gegangene Sonnenlicht bei seinem Eintritte den positiven Zustand nicht so stark hervorzurufen vermochte, dass er den durch die stärker brechbaren Strahlen erzeugten negativen Zu-

stand
ersch
der
Lich
einer
durch
verde

Strei
nahm
nega
Auch
strah
verhi
der

d.

70 M
schri
Säul
also
einer
fläch
bede

Fre
te
st
te
d
w
fu
h
zu
Rot
p

stand überwinden konnte. Da die Wolken noch weiss erschienen, so hat in ihnen vorzugsweise eine Absorption der ultrarothern Strahlen stattgefunden; ihr Fehlen im Lichte bedingt also die geringe Stärke der (jedenfalls in einem gewissen Grade vorhanden gewesen und nur durch den bei weitem stärkeren entgegengesetzten Zustand verdeckten) positiven Veränderung des Kupferstreifens.

Bei Anwendung von Gaslicht wurde der bestrahlte Streifen erst positiv; der betreffende Ausschlag der Nadel nahm aber bald ab und ging zuletzt in einen schwachen negativen über, der sich beim Verdunkeln noch vergrösserte. Auch bei Magnesiumlicht zeigte sich beim Eintritt der Bestrahlung ein positiver Zustand; die kurze Dauer des Lichtes verhinderte jedoch die weitere Beobachtung über den Gang der Nadel.

- d. Durch langes Verweilen in Wasser mit Oxyden und Salzen bedeckte Kupferstreifen.

Schliesslich wurden noch zwei 10 Mm. breite und 70 Mm. lange Kupferstreifen, welche in der eingangs beschriebenen, mit dem Electrometer verbundenen Volta'schen Säule mehrere Jahre hindurch als Elemente gedient und also während dieser Zeit in Wasser gestanden hatten, einer genaueren Untersuchung unterworfen. Die Oberfläche beider Streifen war stark mit Oxyden und Salzen bedeckt.

Freies Sonnenlicht: Wie nach dem Früheren zu erwarten, trat der positive Zustand beim Bestrahlen noch stärker hervor; die Nadel ging beim Zutritte des Lichtes gegen die Hemmung, und blieb auch bei Fortdauer des Bestrahleus in diesem positiven Sinne mehr oder weniger abgelenkt. Beim Verdunkeln trat bei der Prüfung des einen Streifens (a) der negative Zustand noch hervor, während er bei dem anderen (b) nicht mehr aufzutreten vermochte.

Roths Glas: Der bestrahlte Streifen wurde schwach positiv.

Hellgelbes Glas: Der bestrahlte Streifen wurde sehr stark positiv; beim Verdunkeln schien bei dem einen Streifen (*a*) der negative Zustand schwach sichtbar zu werden.

Dunkelgrünes Glas: Aehnliche, aber schwächere Wirkung.

Dunkelblaues Glas: Wirkung ebenso, aber schwächer.

Violettes Glas: Bei dem einen Streifen (*a*) trat beim Beginn der Bestrahlung sofort der negative Ausschlag ein, während bei dem anderen (*b*) noch der positive Ausschlag erschien, auf welchen aber beim Verdunkeln ein schwacher negativer Ausschlag folgte.

Der eine der beiden Streifen (*b*) war also, ähnlich wie bei den im vorhergehenden Paragraphen beschriebenen, stärker mit Oxyden und Salzen bedeckt als der andere (*a*), so dass selbst hinter einem violetten Glase noch die positive Veränderung überwog; das Vorhandensein der negativen wurde durch den beim Verdunkeln eintretenden negativen Ausschlag erwiesen.

Es tritt aber in der vorstehenden Versuchsreihe wieder der Unterschied in der Einwirkung des verschiedenfarbigen Lichtes auf die mit Oxyden und Salzen bedeckte Kupferfläche in sehr auffälliger Weise hervor; ich mag jedoch aus den mit farbigen Gläsern ausgeführten Versuchen keinen strengen Schluss auf die Wirkungsweise der verschiedenen Strahlengattungen ziehen. Dazu wird, wie schon früher bemerkt, die Anwendung der reinen Farben des Spectrums erfordert, die ich mit Benutzung von Steinsalz-, Glas- und Bergkrystallprismen im nächsten Sommer ausführen zu können hoffe.

Schliesslich möge hier noch erwähnt werden, dass auch bei Gaslicht die Nadel des Galvanometers beim Bestrahlen des einen Streifens in positivem Sinne bis zur Hemmung ging, und dann noch stark in eben diesem Sinne abgelenkt blieb. Bei Anwendung von Magnesiumlicht schlug die Nadel in gleicher Richtung gegen die Hemmung und schien ebenfalls auf dieser Seite zu bleiben.

B. In Kupfervitriollösung eingetaucht.

1. Frisch geputztes Kupfer.

Zwei Kupferstreifen wurden mit Tripel geputzt und in eine fast gesättigte Lösung von reinem schwefelsauren Kupferoxyd, die etwas sauer reagirte, in der früher p. 412 beschriebenen Weise eingetaucht. Sogleich nach dem Eintauchen wurde der dem freien Sonnenlichte ausgesetzte Streifen negativ. Indess änderte sich der Zustand der Oberfläche sehr bald; nachdem die Streifen eine halbe Stunde in der Lösung gestanden, wurde der belichtete Streifen nicht negativ, sondern vielmehr stark positiv. Hinter dem blauen Glase war diese Wirkung nur wenig kleiner, dagegen viel schwächer hinter grünem und gelbem Glase, und fehlte fast ganz hinter rothem.

Als die Kupferstreifen sodann aus der Lösung herausgenommen, zeigte der dem Licht ausgesetzt gewesene in der vom Licht getroffenen Strecke eine dunkelblaurothe Färbung, während der untere Theil desselben, welcher zufälligerweise durch eine Leiste am unteren Rande des Kastens beschattet worden war, ebenso wie der andere in der Thonzelle befindlich gewesene Streifen in ihrer Oberflächenfarbe nur wenig verändert erschienen.

2. Stark oxydirtes Kupfer.

Als zwei noch mit der Glühkruste versehene Kupferstreifen in die Lösung des Kupfervitriols gestellt wurden, erschien der von freiem Sonnenlichte getroffene Streifen negativ. Hinter blauem Glase war die Wirkung nur wenig geringer, dagegen schwächer hinter grünem und gelbem, und fehlte hinter rothem ganz.

II. Verhalten des Silbers.

1. Blankes Silber.

Als zwei Streifen aus ziemlich reinem Silber in Wasser getaucht wurden, erschien die durch das weisse Wolkenlicht bestrahlte Platte negativ. Nachdem die Platte einen Tag ruhig in dem Wasser gestanden, gab die Bestrahlung

durch die bereits sehr tief stehende Sonne noch einen ziemlich starken negativen Ausschlag.

2. Mit Silber überzogene Platinstreifen.

Zwei Platinstreifen wurden als negativer Pol einer Säule in eine Lösung von Cyansilber in Cyankalium eingetaucht und mit einer dünnen Schicht Silber überzogen; doch war diese Schicht nicht ganz gleichförmig geworden. Die Platten blieben wegen Mangels an Sonnenlicht 5 Tage lang in dem filtrirten Wasser der städtischen Wasserleitung stehen, und hatten anscheinend ihre volle Weisse behalten. Als sie nach Verlauf dieser Zeit geprüft wurden, zeigte sich die belichtete Platte etwas positiver; ebenso, wenn auch schwächer, war der Ausschlag nach Vorsetzung eines blauen Glases, während hinter einem rothen Glase keine merkliche Wirkung eintrat.

3. Mit Platin überzogene Silberplatten.

Vor länger als 20 Jahren hatte ich vier Silberplatten als negativen Pol einer electrischen Säule in eine verdünnte Lösung von Platinchlorid getaucht und dadurch mit einem dünnen Ueberzuge von Platin bekleidet. Die Platten hatten dann längere Zeit als negatives Metall von galvanischen Elementen (Zink, platinirtes Silber, verdünnte Schwefelsäure) gedient und seitdem in einem Schranke der Luft und dem Lichte ausgesetzt gelegen. Die Platten wurden, so wie sie waren, nur durch Abwaschen mit Wasser gereinigt, zu den Versuchen über die durch Bestrahlung entstehenden electrischen Ströme benutzt. Ihre Oberfläche war sehr ungleichförmig bräunlich bis fast schwärzlich gefärbt. Mit einem blanken Platinstäbchen zu einer Kette verbunden erschienen sie schwach negativ, d. h. bildeten in dieser Kette das negative Metall.

Die beschriebenen Platten zeigten sich für die Einwirkung des Lichtes sehr empfindlich. Bei Bestrahlung mit freiem Sonnenlichte schlug die Nadel bis zur Hemmung und blieb dort stehen; die bestrahlte Platte war

positiv
Wirkung
sie
stark

lich
setzu
selbst
dunkel
welch
das
über
Wärme
als j

men
breit
der
sich
lichte
blau
in fr
rothe

nach
ihr

- 1) C
- d
- P
- s
- a
- S
- 2) P
- g

positiv. Wenn auch bei Anwendung farbigen Lichtes die Wirkung hinter blauem Glase am grössten war, so erschien sie doch auch hinter gelbem und rothem Glase noch recht stark.

Die Bestrahlung durch Gaslicht gab ebenfalls ziemlich starke Ablenkungen der Galvanometernadel. Bei Vorsetzung der farbigen Glasplatten zeigte sich die Wirkung selbst hinter einem dunkelrothen und ebenso hinter einem dunkelblauen Glase stärker als hinter einem hellgrünen, welches für die Lichtstrahlen viel durchsichtiger war als das genannte rothe und blaue Glas, aber bei Versuchen über den Durchgang der von der Gasflamme ausgesandten Wärmestrahlen eine viel geringere Diathermanität zeigte, als jedes der beiden anderen.¹⁾

III. Verhalten des Zinns.

Durch Hämmern wurden aus den im Handel vorkommenden Stäben (Zainen) englischen Zinnes zwei 35 Mm. breite und 100 Mm. lange Streifen hergestellt. Als sie in der oben beschriebenen Weise untersucht wurden, zeigte sich die bestrahlte Platte negativer. In freiem Sonnenlichte war die Wirkung ziemlich stark; hinter dunkelblauem Glase erreichte sie noch ungefähr ein Drittel der in freiem Sonnenlichte beobachteten, während sie hinter rothem und grünem Glase fast Null war.

IV. Verhalten des Messings.

Zwei mit Tripel geputzte Messingplatten wurden, nachdem sie eine Stunde in Wasser gestanden hatten, auf ihr Verhalten gegen das Sonnenlicht geprüft.²⁾

- 1) Ob die geringere Wirkung hinter dem grünen Glase allein von der schwachen Diathermanität abhängt, oder ob hier ein ähnliches Phänomen vorliegt, wie E. Becquerel bei seinen mit Chlor-silber überzogenen und dann erhitzten Silberplatten (p. 409) beobachtet hat, müssen weitere Versuche mit den reinen Farben des Spectrums entscheiden.
- 2) Es ist mir noch nicht möglich gewesen, zwei Messingstreifen sogleich nach dem Eintauchen zu untersuchen.

Beim Bestrahlen durch das freie Sonnenlicht wurde, ähnlich wie bei dem stark oxydirten Kupfer, die vom Lichte getroffene Platte erst positiv, dann aber mässig stark negativ. Beim Verdunkeln nahm der negative Zustand noch zu, und dann erst begann die Galvanometernadel nach der Ruhelage zurückzukehren.

Aehnlich wirkten die Sonnenstrahlen nach dem Durchgange durch farbige Gläser, und zwar nahm die Wirkung vom blauen Glase bis zum gelben hin ab; hinter dem rothen zeigte sich keine bestimmbare Einwirkung.

V. Verhalten des Zinks.

Zwei amalgamirte Zinkstreifen wurden in eine ziemlich concentrirte Lösung von schwefelsaurem Zinkoxyd gestellt; bei Bestrahlung des einen derselben mit freiem Sonnenlichte schien der bestrahlte Streifen sehr wenig negativer zu werden. Noch geringer waren die Wirkungen, als anstatt des amalgamirten Zinkes gewöhnliches Zink angewandt wurde. Auch bei Anwendung der Zinkstücke aus der kleinen im Eingange dieser Mittheilung beschriebenen Volta'schen Säule, die sich durch langes Stehen in Wasser mit Oxyd und Salzen bedeckt hatten, zeigte sich bei der Bestrahlung mit Sonnenlicht keine merkliche Wirkung.

Die beim Bestrahlen der obengenannten Säule (p. 404) eintretende Schwächung der electromotorischen Kraft rührt also allein von der Einwirkung auf das mit Oxyden und Salzen bedeckte Kupfer her.

VI. Verhalten des Platins.

Zwei ziemlich grosse Platinplatten, die zuvor mehrfach zu Versuchen über Polarisation gedient und seit einiger Zeit in Wasser gestanden hatten, wurden, in Wasser eingetaucht, zuerst in dem Zustande, in welchem sie sich gerade befanden, und sodann nach sorgfältigem Putzen mit Tripel geprüft.

Die belichtete Platte wurde in freiem Sonnenlichte

positiv; bei dem veränderlichen Zustande des Sonnenlichtes liess sich nicht mit Bestimmtheit ermitteln, ob das Reinigen (Schleifen mit Tripel und Wasser mittelst eines Baumwollenbausches oder Korkes) eine wesentliche Veränderung hervorbringt. Hinter einem rothen Glase war eine Ablenkung der Nadel nicht wahrnehmbar; dieselbe trat aber schwach hinter einem gelben Glase ein, und vergrösserte sich hinter einem grünen und blauen.

Ebenso verhielten sich zwei von einer noch ungebrauchten Tafel abgeschnittene Streifen, als sie in dem Zustande, wie sie ursprünglich waren, und dann nach sorgfältigem Putzen mit Tripel untersucht wurden. In dem zuerst genannten Zustande hatten die Streifen wegen Mangels an Sonnenlicht drei Tage in Wasser gestanden, bevor sie geprüft werden konnten; als sie dann mit Tripel geputzt worden, schien die positive Aenderung des belichteten Streifens etwas geringer zu sein, als zuvor. Als darauf die Streifen über einer Gaslampe geglüht und sofort untersucht wurden, fiel die Ablenkung der Nadel noch geringer aus. E. Becquerel erhielt (p. 408) bei Anwendung von (nach seiner Angabe) vollkommen gereinigten, in Salpetersäure eingetaucht gewesenen und dann geglühten Platinplatten gar keine Wirkung des Sonnenlichtes.

Einfluss der Erwärmung auf in Wasser befindliches Kupfer.

Bei den früheren behufs der Prüfung des Electrometers ausgeführten Beobachtungen¹⁾ war der Einfluss der Erwärmung auf die aus Zink, Kupfer und Wasser gebildeten Elemente gemessen worden. In Rücksicht auf die im Vorstehenden mitgetheilten Angaben über die Wirkung des Lichtes auf das Kupfer schien es nothwendig, das Verhalten des Kupfers allein beim Erwärmen in Wasser kennen zu lernen.

1) Abh. der k. sächs. Ges. d. Wiss. V. p. 432.

Das Verfahren, eine kalte und eine warme Kupferplatte in Wasser gleichzeitig einzutauchen, ist nicht anwendbar, weil man nicht weiss, in welchem Zustande die beiden Platten sich befinden. Ebenso wenig ist es thunlich, die beiden Platten erst in das Wasser zu stellen, und nachdem man sich von der Gleichheit derselben überzeugt hat, die eine derselben herauszuheben, zu erwärmen und wieder einzutauchen, indem hier die infolge des Eintauchens entstehenden Ströme so störend auftreten, dass sie die Wirkung der Wärme sogar völlig verdecken. Wird nämlich die eine Platte aus dem Wasser herausgehoben, und so wie sie ist oder auch erst, nachdem sie erwärmt worden, wieder eingetaucht, so erscheint sie positiv, während doch, wie wir gleich sehen werden, die Erwärmung gerade die entgegengesetzte Aenderung hervorbringt.

Besser tritt schon die Wirkung der Erwärmung hervor, wenn man in ein Glas eine nicht ganz bis zum Boden reichende Scheidewand einsetzt, in das Wasser jeder Hälfte eine Kupferplatte eintaucht, und sodann neben die eine derselben etwas heisses Wasser giesst. Hier zeigt sich die erwärmte Platte bereits negativ. Indess können auch bei diesem Verfahren Störungen eintreten, weil durch die Vergrösserung des Flüssigkeitsvolumens vorher nicht benetzte Theile der Kupferplatten mit dem Wasser in Berührung kommen.

Um von allen Störungen frei zu sein, wurden zwei \square förmig gebogene Kupferstreifen mit dem einen verticalen Schenkel in das Wasser eines Glases getaucht, am anderen mit je einem Ende des Galvanometerdrahtes verbunden, und dann auf den horizontalen Theil des einen ein kleines mit heissem Wasser gefülltes kupfernes Kästchen gestellt oder unter eben diesen Theil die Flamme einer Alkoholampe gehalten. Derartige Versuche zeigten, dass das erwärmte Kupfer, mochte es kurz zuvor mit Tripel geputzt oder noch mit seiner Glühkruste bedeckt sein, sich stets negativ gegen das kaltgebliebene verhielt.

Ein gleiches Resultat wurde erhalten, als ich einen

einige Zoll im Durchmesser haltenden Korkring mit Siegelack zwischen zwei Kupferplatten befestigt, den Hohlraum des Ringes durch eine in der Wand desselben angebrachte Oeffnung mit Wasser gefüllt, die beiden Kupferplatten mit je einem Ende des Multiplicatordrahtes verbunden hatte und die eine der beiden Platten, selbst nur durch Anlegen der Hand erwärmte.

Ich habe schliesslich noch die früheren Versuche über den Einfluss der Erwärmung auf galvanische Ketten aus Zink, Kupfer und Wasser wiederholt, und die dabei benutzten Elemente auch gleichzeitig auf ihr Verhalten gegen die Lichtstrahlen geprüft.

Es wurden zunächst dieselben aus runden, ungefähr 2 Linien dicken Zink- und Kupferstäben gebildeten Elemente, welche zu den vor länger als 20 Jahren ausgeführten Versuchen¹⁾ gedient hatten, benutzt. Diese Metallstäbchen wurden mittelst eines Korkes in der Oeffnung eines kleinen, mit Wasser gefüllten Glases (kurzes Reagensgläschen) befestigt und je vier solcher Elemente zu einer Säule verbunden. Die eine dieser Säulen wurde in dem ehemals bereits benutzten eisernen Kasten mit doppelten Wänden an Messingstäben, welche ausserhalb des Kastens auf Schellackträgern ruhten, und durch Oeffnungen frei in den Innenraum des Kastens eintraten, isolirt aufgehangen, während die andere auf den Fensterstein gestellt und mit einer undurchsichtigen Haube bedeckt war. Die Messingstäbe, welche an den Enden der ersten Säule angebracht waren, dienten zugleich zur Ableitung derselben. Zwei gleichnamige Pole dieser Säulen wurden sodann mit einander, und die beiden anderen mit den Enden des Galvanometerdrahtes verbunden. Da die Spannungen in den beiden Säulen entgegengesetzt gerichtet waren, so blieb die Nadel nahe am Nullpunkte. Die Temperatur der im Innern des Kastens befindlichen galvanischen Elemente konnte durch ein oder zwei Thermometer gemessen wer-

1) Abh. der k. sächs. Ges. d. Wiss. V. p. 436.

den, welche in diesem Raume in zwei eben solche mit Wasser gefüllte Gläschen, wie zu den Elementen verwandt waren, eintauchten.

Wenn nun der eiserne Kasten durch eine untergesetzte Gasflamme erhitzt wurde, so trat sofort ein Ueberwiegen des Stromes der äusseren Säule ein, und zwar noch ehe ein deutliches Steigen der Thermometer im Inneren des Kastens wahrgenommen wurde. Dieser Vorgang hat seinen Grund in dem Umstande, dass die an den seitlichen Oeffnungen, durch welche die Messingstäbe hindurchgehen, emporsteigenden heissen Verbrennungsproducte leiten, und eine schwache Schliessung der im Kasten befindlichen Säule erzeugen. Trotzdem zeigt, wenn die Temperatur in dem eisernen Kasten höher gestiegen ist, die in ihm befindliche Säule eine grössere electromotorische Kraft als die äussere auf der gewöhnlichen Temperatur verbliebene.

Beim Verwechseln der beiden Säulen blieben die Erscheinungen dieselben.

Das Kupfer dieser kleinen Elemente war ziemlich blank, das Zink dagegen oxydirt. Infolge dieser Beschaffenheit der Oberfläche des Kupfers wurde beim Bestrahlen mit Sonnenlicht die Spannung einer solchen Säule ebenso wie durch die vorhergegangene Erwärmung erhöht, weil, wie oben p. 413 gezeigt, das noch blanke Kupfer beim Zutritt des Sonnenlichtes im Wasser negativer wird.

Endlich wurden zwei Säulen aus je zwei kleinen Elementen gebildet, bei denen die Metalle, sowohl das Zink als das Kupfer, sehr stark mit Oxyden und Salzen bedeckt waren. Ich nahm dazu vier kleine Zinkkupferelemente, welche seit vielen Monaten zur Ladung der Platten meines Electrometers gedient hatten, und also den p. 419 beschriebenen glichen. Dieselben wurden mit Korken in kleinen mit Wasser gefüllten Gläschen befestigt, und ebenso wie zuvor verfahren. Beim Erwärmen zeigte sich gerade, wie bei den vorher beschriebenen, eine Zunahme der electromotorischen Kraft; dagegen trat beim Bestrahlen

mit
auch
be
Zut
als

VL
des
ab

D
sch
citä
wer
Zei
nich
Po
ent
ach
in
der

wu
ein
ele
kür
hin
Str
ein
10

mit Sonnenlicht eine Abnahme derselben ein, wie dies auch oben p. 419 bei gleichbeschaffenen Kupferoberflächen beobachtet worden. Bei diesen Elementen hatte also der Zutritt des Lichtes gerade die entgegengesetzte Wirkung als die Erwärmung derselben.

VI. *Notiz über einen Wechsel in der Richtung des Polarisationsstromes nach Durchleitung von abwechselnd entgegengesetzt gerichteten galvanischen Strömen; von W. Hankel.*

(Aus den Berichten der math. phys. Klasse der K. Sächs. Ges. der Wiss. 1875 vom Herrn Verfasser mitgetheilt.)

Da nach aufeinanderfolgenden Ladungen einer electrischen Batterie mit den beiden entgegengesetzten Electricitäten unter geeigneten Verhältnissen Rückstände erhalten werden können, welche nach Verlauf einiger Zeit ihr Zeichen ändern, so lag es nahe, zu versuchen, ob sich nicht auch ein ähnlicher Wechsel in der Richtung des Polarisationsstromes nach Durchleitung von abwechselnd entgegengesetzt gerichteten galvanischen Strömen beobachten lassen würde. Dies ist in der That, wie ich schon in der vorhergehenden Mittheilung p. 416 erwähnt habe, der Fall.

Zwei 8 Ctm. lange und 7 Ctm. breite Platinplatten wurden in 2 Ctm. Abstand in destillirtem Wasser einander gegenübergestellt, der Strom eines Zinkkohlenelementes erst einige Zeit in der einen, und sodann eine kürzere Zeit in der entgegengesetzten Richtung durch sie hindurchgeleitet, und schliesslich nach Unterbrechung des Stromes die Verbindung der beiden Platten mit den Enden eines Galvanometerdrahtes hergestellt. Wurde der Strom 10 Secunden lang in der ersten, und darauf 3 bis 4 Se-

cunden in der zweiten (entgegengesetzten) Richtung hindurchgeleitet, so entstand unmittelbar nach dem Oeffnen ein Polarisationsstrom, welcher der zweiten Richtung des galvanischen Stromes entsprach. Die Nadel ging jedoch bald zurück und stellte sich auf die andere Seite, zeigte also jetzt einen der ersten Richtung des galvanischen Stromes entsprechenden Polarisationsstrom an. Dauerte die Schliessung des galvanischen Stromes in der zweiten Richtung länger, als zuvor angegeben, so würde nur ein Polarisationsstrom beobachtet, welcher dieser zweiten Richtung entsprach; dauerte dagegen die Schliessung kürzer, so hatte der Polarisationsstrom gleich anfangs die Richtung, wie sie dem ersten Strome angehörte.

VII. *Ueber Dampfspannungen homologer Reihen und das Kopp'sche Gesetz constanter Siedepunktsdifferenzen; von A. Winkelmann.*

Kopp hat für Flüssigkeiten, welche eine constante Zusammensetzungsdifferenz haben und homologen Reihen angehören, das Gesetz entdeckt, dass die Siedetemperaturen, die dem Atmosphärendruck entsprechen, eine arithmetische Reihe bilden, oder dass die Siedepunktsdifferenzen für den Atmosphärendruck constant sind. Auf Drucke, die grösser oder kleiner als Atmosphärendruck sind, hat Kopp die Untersuchung nicht ausgedehnt, indess bemerkt derselbe, dass die Differenzen der Siedepunkte vom Drucke abhängig sind.¹⁾

Bezeichnet man die Siedetemperaturen der Glieder einer homologen Reihe

1) Ann. d. Chem. u. Pharm. XCVI. p. 32. (1855.)

unter dem Drucke

P mit T_1, T_2, T_3, T_4

p „ t_1, t_2, t_3, t_4

so dass: $T_1 < T_2 < T_3 < T_4$ und $P > p$,

so ist nach Kopp:

$$\text{I} \quad \begin{cases} T_2 - T_1 = T_3 - T_2 = T_4 - T_3 = A \\ t_2 - t_1 = t_3 - t_2 = t_4 - t_3 = a \end{cases}$$

Kopp weist darauf hin, dass aus der Annahme $A=a$, die nicht in seinem Gesetze begründet ist, das Dalton'sche Gesetz folgen würde, wie sich unmittelbar aus den Gleichungen I ergibt. Setzt man nämlich $A=a$, so folgt:

$$T_1 - t_1 = T_2 - t_2 = T_3 - t_3 = T_4 - t_4.$$

Diese Gleichungen sind der Ausdruck des Dalton'schen Gesetzes, nach welchem Flüssigkeiten eine gleiche Erniedrigung der Siedetemperaturen zeigen, wenn bei gleichen Anfangsdrucken die Drucke dieselbe Verminderung erfahren.

Nach dem Obigen ist die allgemeine Gültigkeit des Kopp'schen Gesetzes, d. h. die Gültigkeit für beliebige Drucke, nicht an die Existenz des Dalton'schen Gesetzes gebunden. Das Kopp'sche Gesetz spricht sich aber nicht direct darüber aus, ob bei Gliedern einer homologen Reihe für die Differenzen der Temperaturen, die gleichen Druckdifferenzen entsprechen, eine bestimmte Beziehung besteht, ob also an Stelle des Dalton'schen Gesetzes, nach welchem diese Temperaturdifferenzen einander gleich sein sollen, ein anderes Gesetz zu treten hat.

Es soll im Folgenden gezeigt werden, dass aus dem Kopp'schen Gesetze, dieses als allgemein gültig vorausgesetzt, sich eine einfache Beziehung für die fraglichen Temperaturdifferenzen ableiten lässt, und dass diese mit den bis jetzt vorliegenden Beobachtungen im Einklange steht. Dieses Gesetz, welches an die Stelle des Dalton'schen Gesetzes, dessen Unrichtigkeit man erkannt hat, zu setzen ist, lautet:

Geht man bei einer Reihe homologer Flüssigkeiten von Temperaturen, die gleichen Spannkraften angehören, aus, so bilden die Temperaturdifferenzen, welche gleichen Druckdifferenzen entsprechen, eine arithmetische Reihe.

Wenn einerseits durch die Uebereinstimmung dieses Gesetzes mit der Erfahrung das Kopp'sche Gesetz, welches vom Entdecker für Atmosphärendruck experimentell nachgewiesen ist, allgemein begründet erscheint, so ergibt sich andererseits, dass die Siedepunktsdifferenz mit wachsendem Drucke wächst, dass also, wenn man die frühere Bezeichnung beibehält und $P > p$ ist, dann auch $A > a$ ist.

2.

Aus den Gleichungen I erhält man unmittelbar folgende Gleichungen:

$$T_2 - t_2 = T_1 - t_1 + (A - a)$$

$$T_3 - t_3 = T_2 - t_2 + (A - a) = T_1 - t_1 + 2(A - a)$$

$$T_4 - t_4 = T_3 - t_3 + (A - a) = T_1 - t_1 + 3(A - a).$$

Setzt man:

$$T_1 - t_1 = d \quad \text{und} \quad A - a = c$$

so ergibt sich:

$$\text{II. } \begin{cases} T_1 - t_1 = d & T_3 - t_3 = d + 2c \\ T_2 - t_2 = d + c & T_4 - t_4 = d + 3c \end{cases}$$

Die Temperaturdifferenzen, welche auf der linken Seite der Gleichungen II stehen, bilden eine arithmetische Reihe und damit ist die vorhin erwähnte Beziehung erwiesen.

Es fragt sich aber, welches Vorzeichen die Grösse c hat. Zunächst erkennt man leicht, dass c nicht negativ sein kann. Wenn nämlich c negativ wäre, so würde es möglich sein:

$$d + (n - 1)c$$

negativ zu erhalten; man hätte nur nothwendig, in der homologen Reihe zu hinreichend hohen Gliedern emporzusteigen und die Temperaturdifferenz:

zu bil
darau
eine n
ren D
negat

I
dann
einan
bestä
c pos
eine
differ
Es ka
Grenz
Gröss

A
obige
homo
entsp
Glie
Span
mens

I
oder
hen v
depu

I
in de
zu pr
loger
bekan
für d

1) L
An

$$T_n - t_n = d + (n - 1) c$$

zu bilden. Wenn aber $(T_n - t_n)$ negativ wäre, so folgte daraus, dass die Flüssigkeit bei dem grösseren Drucke P eine niedrigere Siedetemperatur hätte, als bei dem kleineren Drucke p , was unmöglich ist; es kann daher c nicht negativ sein.

Die Annahme $c = 0$ ergibt das Dalton'sche Gesetz, da dann nach den Gleichungen II die Temperaturdifferenzen einander gleich werden. Da aber dieses Gesetz sich nicht bestätigt, so bleibt nur die dritte Möglichkeit übrig, dass c positiv ist. Uebrigens ist zu bemerken, dass c selbst eine Function des Druckes ist, so dass bei gleichen Druckdifferenzen die Werthe von c nicht einander gleich sind. Es kann daher das Dalton'sche Gesetz innerhalb gewisser Grenzen scheinbar Geltung haben, solange nämlich die Grösse c einen hinreichend kleinen Werth besitzt.

Aus dem positiven Vorzeichen von c folgt nach den obigen Gleichungen die Beziehung: Geht man bei einer homologen Reihe von Temperaturen, die gleichen Drucken entsprechen, aus, so ist die Temperatursteigerung, die ein Glied der Reihe für eine bestimmte Vermehrung der Spannkraft erfährt, um so grösser, je höher die Zusammensetzung des Gliedes ist.

Da endlich $c = A - a$, so ist bei positivem c , $A > a$, oder die Siedepunktsdifferenz bei homologen Reihen wächst mit dem Drucke, bei welchem die Siedepunkte bestimmt werden.

3.

Um die Beziehung, welche im Eingange erwähnt und in den Gleichungen II ausgesprochen ist, an der Erfahrung zu prüfen, ist die Kenntniss der Spannkraftcurven homologer Reihen erforderlich. Es liegen hierüber, soweit mir bekannt ist, nur Versuche von Landolt¹⁾ vor, welcher für die Anfangsglieder der Ameisensäurereihe die Spann-

1) Lieb. Ann. d. Chem. u. Pharm. Supplbd. VI. p. 129. (1868).

Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. I.

kräfte der Dämpfe zu ermitteln suchte. Landolt ging bei seiner Untersuchung von der Frage aus, ob das Dalton'sche Gesetz für die erwähnte Reihe bestehe. Um diese Frage zu entscheiden, berechnet Landolt¹⁾ „die einer Anzahl gleicher Spannungen zugehörigen Siedepunkte (die sogenannten entsprechenden Temperaturen); ist das Dalton'sche Gesetz richtig, so müssen die Differenzen zwischen zwei entsprechenden Temperaturen bei allen Flüssigkeiten gleich gross sein;“ ist hingegen die Beziehung richtig, welche die Gleichungen II ausdrücken, so müssen die Differenzen zwischen zwei entsprechenden Temperaturen um so grösser sein, je höher die Zusammensetzung der Flüssigkeit ist.

Landolt spricht das Resultat der Vergleichung in den Worten aus: „Bei niedrigen Spannungen bis zu 560 Mm. zeigen die Zahlen (die Differenzen der entsprechenden Temperaturen) durchaus keine Uebereinstimmung, es werden dieselben vielmehr um so grösser, je weiter man von der Ameisensäure in der Reihe emporsteigt, je schwerer flüchtig also die Substanz wird. Das stetige Zunehmen der Differenzen tritt um so bestimmter hervor, je niedriger die Spannungen sind, welchen die entsprechenden Temperaturen angehören. Von der Gegend der Siedepunkte bei 760 Mm. an, werden bei zunehmendem Druck die Differenzen übereinstimmender, und es scheint hier das Dalton'sche Gesetz sich zu bewähren.“

Wie man sieht, bestätigen die Versuche Landolt's das Dalton'sche Gesetz nicht allgemein; sobald die Drucke kleiner als 560 Mm. werden, hört das Dalton'sche Gesetz auf, eine auch nur annähernde Gültigkeit zu besitzen. Die fraglichen Temperaturdifferenzen sind nicht einander gleich, sondern werden um so grösser, je schwerer flüchtig die Substanz wird. Dies ist es aber, was die Gleichungen II erfordern und daher stimmt das allmähliche Wachsen der Differenzen mit dem im Eingange er-

1) l. c. p. 169.

wählten Gesetze vollständig überein, da nach diesem die Differenzen eine arithmetische Reihe bilden sollen. Dass bei höheren Drucken als 560 Mm. das Dalton'sche Gesetz annähernd besteht, widerspricht nicht der von mir aufgestellten Beziehung, wie sich schon aus dem früher Erwähnten ergibt, da die Grösse c , oder das allmähliche Wachsen der Temperaturdifferenzen so klein werden kann, dass es der Beobachtung entgeht.

Man wird nicht erwarten dürfen, dass die beobachteten Differenzen entsprechender Temperaturen in den niedrigen Drucken eine genaue arithmetische Reihe bilden, da gerade hier geringe Fehler in der Druckbestimmung schon verhältnissmässig grosse Fehler der Temperaturbestimmung zur Folge haben. Indessen sind die Abweichungen von der Reihe doch nicht gross, wie beispielsweise folgende Differenzen zeigen, welche Landolt bestimmt hat.

Geht man von dem Drucke 60 Mm. aus und vermindert denselben um 30 Mm., so fällt nach den Beobachtungen Landolt's die Temperatur:

der Ameisensäure um	14.0°
„ Essigsäure „	16.9°
„ Propionsäure „	17.7°
„ Buttersäure „	20.9°
„ Valeriansäure „	22.2°.

Ersetzt man diese Zahlen durch eine passende arithmetische Reihe, so erkennt man, dass die Differenzen gegenüber den beobachteten Werthen 0.6° nicht übersteigen:

Reihe	14.3	16.3	18.3	20.3	22.3
Differenz	- 0.3	+ 0.6	- 0.6	+ 0.6	- 0.1.

Die mehrfach erwähnte Beziehung, die sich als Konsequenz des Kopp'schen Gesetzes ergibt, wird also durch die bisher vorliegenden Versuche genügend bestätigt.

4.

Nachdem für die Gleichungen II die Uebereinstimmung mit der Erfahrung erwiesen ist, ist die Frage nach der allgemeinen Gültigkeit des Kopp'schen Gesetzes für die von Landolt untersuchte Reihe erledigt. Denn wenn das Kopp'sche Gesetz für einen Druck besteht, und wenn ausserdem die Gleichungen II allgemein Geltung haben, so folgt direct, dass das Kopp'sche Gesetz auch für beliebige andere Drucke bestehen muss.

Bildet man aber zur Untersuchung des Kopp'schen Gesetzes, wie dies Landolt¹⁾ gethan hat und wie es in den Gleichungen I angezeigt ist, die Siedepunktsdifferenzen der Säurereihe für verschiedene Drucke, so zeigen diese Differenzen bei den niedrigen Drucken entschieden grössere Unregelmässigkeiten, als bei höheren Drucken. Man könnte daher auf Grund dieser Vergleichung die allgemeine Gültigkeit dem Kopp'schen Gesetze absprechen. Indessen lässt sich ein Grund angeben, warum eine Prüfung des Kopp'schen Gesetzes nach den Gleichungen I weniger vortheilhaft für dasselbe ausfallen kann, als eine Prüfung nach den Gleichungen II. Bei der Untersuchung nach den Gleichungen I werden Temperaturdifferenzen gebildet, welche zwei verschiedene Flüssigkeiten unter demselben Drucke besitzen, während bei der Prüfung nach den Gleichungen II Temperaturdifferenzen gebildet werden, welche sich auf dieselbe Flüssigkeit bei verschiedenen Drucken beziehen. Dass gerade dies bei der Frage von Wichtigkeit ist, möge folgendes Beispiel zeigen.

Die Substanz 1 habe in ideal reinem Zustande bei dem Drucke P die Temperatur T_1 und bei dem Drucke p die Temperatur t_1 ; sie möge durch irgend einen Umstand beeinflusst in Wirklichkeit eine etwas höhere Temperatur zeigen und zwar $(T_1 + \alpha_1)$ und $(t_1 + \beta_1)$. Die Substanz 2 möge die entsprechenden Temperaturen $(T_2 - \alpha_2)$, $(t_2 - \beta_2)$ zeigen, so dass also diese Substanz

1) l. c. p. 179.

etwas niedrigere Temperaturen, als in ganz reinem Zustande (T_2 , t_2) aufweist.

Bei der Untersuchung nach den Gleichungen I wird die Differenz ($T_2 - T_1$) zu bilden sein, also der Voraussetzung nach:

$$(T_2 - \alpha_2) - (T_1 + \alpha_1) = (T_2 - T_1) - (\alpha_2 + \alpha_1).$$

Bei der Prüfung nach den Gleichungen II wird die Differenz ($T_1 - t_1$) gebildet, daher:

$$(T_1 + \alpha_1) - (t_1 + \beta_1) = (T_1 - t_1) + (\alpha_1 - \beta_1).$$

Im ersten Falle findet man gegenüber den theoretisch verlangten Werthen einen Unterschied ($\alpha_2 + \alpha_1$), also die Summe zweier Fehler; im zweiten Falle findet man den Unterschied ($\alpha_1 - \beta_1$); also die Differenz zweier Fehler. Da man voraussetzen darf, dass ein Körper, welcher bei einer Spannung eine höhere Temperatur, als der vollkommen reine Körper zeigt, dies auch bei einer anderen Spannung thun wird, so sieht man, dass bei der Untersuchung nach den Gleichungen II niemals die Fehler sich summiren können, während dies bei jener nach den Gleichungen I, wie das obige Beispiel zeigt, möglich ist.

Ich glaube daher, dass zur Prüfung der allgemeinen Gültigkeit des Kopp'schen Gesetzes die Gleichungen I weniger, als die Gleichungen II geeignet seien, und da letztere mit der Erfahrung genügend übereinstimmen, so wird man schliessen dürfen, dass das Kopp'sche Gesetz, welches für Atmosphärendruck erwiesen ist, auch für andere Drücke durch die bis jetzt vorliegenden Beobachtungen bestätigt wird.

Aachen, April 1877.

VIII. Ueber die Absorption der Gase durch Salzlösungen; von John James Mackenzie.¹⁾

(Abgekürzt mitgetheilt aus der Inauguraldissertation.)

Für die Absorption von Gasen in Wasser und Alkohol liegen zahlreiche Messungen vor. Indess fehlt es doch fast vollkommen, mit Ausnahme der von Saussure angestellten Versuche, an Bestimmungen über die Absorption der Gase in Salzlösungen. Da überdies die Versuche von Saussure nur mit einem Gase, der Kohlensäure, bei einer Temperatur und bei einer Concentration der Salzlösungen angestellt worden sind, so habe ich auf Veranlassung von Hrn. Prof. Wiedemann in seinem Laboratorium eine ausgedehntere Untersuchung dieses Gegenstandes unternommen.

Das von mir benutzte Absorptiometer weicht in seiner Construction ein wenig von dem von Bunsen angewandten ab. Es liefert bei leichter Handhabung gute Resultate und gestattet zugleich, einige Uebelstände des Bunsen'schen Absorptiometers zu vermeiden; dieselben bestehen meines Erachtens namentlich darin, dass das Quecksilber im äusseren Gefässe mit Wasser geschüttelt wird, ferner darin, dass Flüssigkeit und Gas vor dem Schütteln in Berührung kommen, und drittens darin, dass die Volumina mittelst eines Kathetometers statt durch Gewichtsbestimmungen ermittelt wurden.

Mein Absorptiometer (Taf. II Fig. 2) besteht aus zwei etwa 25 Mm. weiten und resp. 270 Mm. und 140—150 Mm. langen Glasgefässen *A* und *B*, die durch einen Hahn *c* mit möglichst weiter Durchbohrung mit einander verbunden sind.

An das untere Gefäss *B* ist ein zweiter Hahn *d* an-

1) Fast gleichzeitig mit der vorliegenden ist eine Arbeit über die Absorption der Kohlensäure durch Salzlösungen von J. Setchenow (Mém. d. St.-Pét. (7) XXII) erschienen. D. Red.

gesetzt, dessen Ansatzrohr *e* etwas erweitert ist. An den Cylinder *A* ist oben eine enge, rechtwinklig umgebogene Röhre angesetzt, die durch den Hahn *f* verschlossen werden kann und an ihrem Ende *g* conisch verjüngt ist. Die Gefässe *A* und *B* dienten zur Aufnahme der Flüssigkeiten, resp. des Gases.

Die Messung der Drucke geschah durch ein Regnault'sches Manometer, dessen einer Schenkel *H* oben rechtwinklig umgebogen und durch einen Hahn *i* verschlossen ist. Bis zu diesem Hahne wird das Manometer mit Quecksilber gefüllt. Das an den Hahn *i* angeschmolzene Rohr *k* war so ausgeschliffen, dass der Conus *g* vollkommen hinein passte und durch eine Spur Fett luftdicht mit demselben verbunden werden konnte; die Durchbohrungen der Hähne *f* und *i* müssen nach dem Zusammensetzen in einer horizontalen Linie liegen.

Die Cylinder *A* und *B* werden in ein grösseres Glasgefäss *M* eingesetzt und daselbst durch Korke *N* und *O* festgehalten. Bei *c* war an das Gefäss *M* eine Röhre *p* angeblasen. In diese wurde ein Griff *q* von der in der Zeichnung gegebenen Gestalt eingesetzt, mittelst dessen der Hahn *c* so gedreht werden konnte, dass die Gefässe *A* und *B* entweder mit einander communicirten oder von einander getrennt waren. Um die Temperatur des das Gefäss *M* füllenden Wassers zu bestimmen, diente das Thermometer *r*. Das ganze Gefäss *M* wurde durch eine Messingspange *S* an einem verticalen Brett *T* festgehalten und konnte mittelst der Schraube *U* gehoben und gesenkt werden. Das Manometer war an einem zweiten Brette *V* befestigt, das sich zwischen zwei am Brett *T* angeschraubten Führungen *w* durch die Schraube *x* vor und rückwärts schieben liess.

Die Beobachtungen wurden auf folgende Weise angestellt: Die Cylinder *A* und *B* wurden zunächst mit Quecksilber gefüllt. Das Ansatzrohr *g* wurde mit dem Kohlensäureentwicklungsapparat verbunden, die Hähne *c*,

d und *f* geöffnet und das Quecksilber durch das Gas verdrängt. Sowie das Quecksilber bis zum Hahne *c* gesunken war, wurden die Hähne *c* und *f* geschlossen. Sodann liess man auch noch aus *B* das Quecksilber ausfliessen; hierauf wurde der Apparat *AB* umgekehrt und in den Ansatz *e* ein Kautschukstöpsel gesteckt, durch den zwei kurze Glasröhren gingen, von denen die eine mit der Luftpumpe, die andere, durch einen Hahn *o* verschliessbare mit dem Gefäss, das die von Luft durch Auspumpen befreite Flüssigkeit enthielt, verbunden war. Man schloss zunächst den Hahn *o*, evacuirte *B* und liess dann bei geöffnetem Hahn *o* die Flüssigkeit in *B* einströmen; es gelang so ohne Mühe, das Gefäss *B* zu füllen, ohne dass die Flüssigkeit mit Luft in Berührung kam. Brachte man zuerst in *B* eine abgewogene Menge Quecksilber und füllte nun *B* voll mit der absorbirenden Flüssigkeit, so konnte hierdurch die Menge derselben beliebig verringert werden, so dass man mit demselben Apparate stark und schwach absorbirte Gase untersuchen kann. In besonderen Fällen wird es aber doch zweckmässiger sein, ein kleineres Gefäss an Stelle von *B* anzuwenden. Zuletzt schloss man den Hahn *o* und stellte dann den ganzen Apparat *AB* in das Gefäss *M*, das mit Wasser von derjenigen Temperatur gefüllt wurde, bei welcher die Versuche angestellt werden sollten. Darauf wurde die Verbindung mit dem Manometer, das bis zu dem Hahn *i* mit Quecksilber gefüllt war, zunächst bei geschlossenen Hähnen *f* und *i* hergestellt, und dann wurden die Hähne vorsichtig geöffnet. Es steigt oder sinkt alsdann das Quecksilber in dem rechten Schenkel des Manometers etwas, je nachdem der Druck grösser oder kleiner als der Atmosphärendruck ist (letzteres kann in Folge der Abkühlung des Gases im Absorptionsmeter unter die Temperatur der Atmosphäre der Fall sein). Man ändert dann im ersten Schenkel *Y* durch Ab- oder Zulassen von Quecksilber das Niveau so lange, bis es im linken Schenkel wieder bis zum Hahn *i* reicht; doch darf hierbei kein Quecksilber in das Gefäss *A* treten. Man be-

stimm
Senku
sprün
meter
und s
Dara
fortwä
silber
wieder
und Z
kein C
sorpti
nomet
erhalt
von d
ab. 1
Gewic

J
cher
sorgf
dem
Wass
sem A

perat
druck
nach
des C

den
so er
und

nöth
sie w

stimmt nun durch ein Kathetometer die Erhebung oder Senkung des Quecksilbers im Manometer gegen den ursprünglichen Stand, schliesst die Hähne, trennt das Manometer von dem anderen Gefässe *M*, öffnet den Hahn *c* und schüttelt die Flüssigkeit mit dem Gase durcheinander. Darauf verbindet man wieder die Gefässe und lässt unter fortwährendem Zufüllen in den Trichter *z* so viel Quecksilber einfließen, dass der Stand des Manometers etwa wieder der frühere ist. Man wiederholt das Schütteln und Zulassen des Quecksilbers, so oft (etwa viermal), bis kein Quecksilber mehr in den Cylinder *A* eintritt, die Absorption also beendet ist. Dann liest man wieder das Manometer ab, um den Druck, unter dem das Gas steht, zu erhalten. Nach dem Versuche trennt man das Manometer von dem Apparat *AB* und lässt das Quecksilber aus *AB* ab. Man trocknet und wägt es und erhält aus seinem Gewicht das Volumen des absorbirten Gases.

Jeder Versuch dauerte etwa 2 Stunden, während welcher Zeit die Temperatur des Absorptometers auf das sorgfältigste constant erhalten wurde, indem man nach jedem Schütteln das Gefäss in einen grossen Trog mit Wasser von der betreffenden Temperatur setzte. Mit diesem Apparate wurden die folgenden Messungen ausgeführt.

Vor der Absorption wurde beobachtet: 1) die Temperatur des Zimmers, 2) der Barometerstand, 3) der Ueberdruck des Manometers, der positiv und negativ sein kann; nach derselben: dieselben Grössen und das Gewicht des Quecksilbers.

Addirt man zu dem auf 0° reducirten Barometerstand den Ueberdruck des Manometers (gleichfalls auf 0° red.), so erhält man den Druck, unter dem das Gas stand vor und nach dem Versuche.

Zur Berechnung der Beobachtungen war es zunächst nöthig, die Volumina der Gefässe *A* und *B* zu ermitteln; sie wurden durch Auswägen mit Quecksilber bestimmt.

Das Volumen des zur Aufnahme der Flüssigkeiten

d und *f* geöffnet und das Quecksilber durch das Gas verdrängt. Sowie das Quecksilber bis zum Hahne *c* gesunken war, wurden die Hähne *c* und *f* geschlossen. Sodann liess man auch noch aus *B* das Quecksilber ausfliessen; hierauf wurde der Apparat *AB* umgekehrt und in den Ansatz *e* ein Kautschukstöpsel gesteckt, durch den zwei kurze Glasröhren gingen, von denen die eine mit der Luftpumpe, die andere, durch einen Hahn *o* verschliessbare mit dem Gefäss, das die von Luft durch Auspumpen befreite Flüssigkeit enthielt, verbunden war. Man schloss zunächst den Hahn *o*, evacuirte *B* und liess dann bei geöffnetem Hahn *o* die Flüssigkeit in *B* einströmen; es gelang so ohne Mühe, das Gefäss *B* zu füllen, ohne dass die Flüssigkeit mit Luft in Berührung kam. Brachte man zuerst in *B* eine abgewogene Menge Quecksilber und füllte nun *B* voll mit der absorbirenden Flüssigkeit, so konnte hierdurch die Menge derselben beliebig verringert werden, so dass man mit demselben Apparate stark und schwach absorbirte Gase untersuchen kann. In besonderen Fällen wird es aber doch zweckmässiger sein, ein kleineres Gefäss an Stelle von *B* anzuwenden. Zuletzt schloss man den Hahn *o* und stellte dann den ganzen Apparat *AB* in das Gefäss *M*, das mit Wasser von derjenigen Temperatur gefüllt wurde, bei welcher die Versuche angestellt werden sollten. Darauf wurde die Verbindung mit dem Manometer, das bis zu dem Hahn *i* mit Quecksilber gefüllt war, zunächst bei geschlossenen Hähnen *f* und *i* hergestellt, und dann wurden die Hähne vorsichtig geöffnet. Es steigt oder sinkt alsdann das Quecksilber in dem rechten Schenkel des Manometers etwas, je nachdem der Druck grösser oder kleiner als der Atmosphärendruck ist (letzteres kann in Folge der Abkühlung des Gases im Absorptiometer unter die Temperatur der Atmosphäre der Fall sein). Man ändert dann im ersten Schenkel *Y* durch Ab- oder Zulassen von Quecksilber das Niveau so lange, bis es im linken Schenkel wieder bis zum Hahn *i* reicht; doch darf hierbei kein Quecksilber in das Gefäss *A* treten. Man be-

stimmt
Senk
sprün
meter
und s
Dara
fortw
silber
wiede
und 2
kein
sorpt
nomet
erhalt
von d
ab. 1
Gewic
J.
cher
sorgf
dem
Wass
sem A

V
perat
druck
nach
des C
A
den U
so er
und r
2
nöthi
sie w
1

stimmt nun durch ein Kathetometer die Erhebung oder Senkung des Quecksilbers im Manometer gegen den ursprünglichen Stand, schliesst die Hähne, trennt das Manometer von dem anderen Gefässe *M*, öffnet den Hahn *c* und schüttelt die Flüssigkeit mit dem Gase durcheinander. Darauf verbindet man wieder die Gefässe und lässt unter fortwährendem Zufüllen in den Trichter *z* so viel Quecksilber einfließen, dass der Stand des Manometers etwa wieder der frühere ist. Man wiederholt das Schütteln und Zulassen des Quecksilbers, so oft (etwa viermal), bis kein Quecksilber mehr in den Cylinder *A* eintritt, die Absorption also beendet ist. Dann liest man wieder das Manometer ab, um den Druck, unter dem das Gas steht, zu erhalten. Nach dem Versuche trennt man das Manometer von dem Apparat *AB* und lässt das Quecksilber aus *AB* ab. Man trocknet und wägt es und erhält aus seinem Gewicht das Volumen des absorbirten Gases.

Jeder Versuch dauerte etwa 2 Stunden, während welcher Zeit die Temperatur des Absorptometers auf das sorgfältigste constant erhalten wurde, indem man nach jedem Schütteln das Gefäss in einen grossen Trog mit Wasser von der betreffenden Temperatur setzte. Mit diesem Apparate wurden die folgenden Messungen ausgeführt.

Vor der Absorption wurde beobachtet: 1) die Temperatur des Zimmers, 2) der Barometerstand, 3) der Ueberdruck des Manometers, der positiv und negativ sein kann; nach derselben: dieselben Grössen und das Gewicht des Quecksilbers.

Addirt man zu dem auf 0° reducirten Barometerstand den Ueberdruck des Manometers (gleichfalls auf 0° red.), so erhält man den Druck, unter dem das Gas stand vor und nach dem Versuche.

Zur Berechnung der Beobachtungen war es zunächst nöthig, die Volumina der Gefässe *A* und *B* zu ermitteln; sie wurden durch Auswägen mit Quecksilber bestimmt.

Das Volumen des zur Aufnahme der Flüssigkeiten

dienenden Gefäßes $B^1)$ war bei allen Versuchen bei 0° gleich 49.157 Cc.

Bezeichnet: V das auf 0° C. reducirte Volumen des Gases im Cylinder A vor dem Versuche,

v das auf 0° C. reducirte, nach dem Versuche im Absorptiometer enthaltene Volumen des Gases, das durch Subtraction des Volumens v_1 des aus dem Manometer eingeflossenen Quecksilbers von dem ganzen Volumen V des Gefäßes A erhalten wird,

P den auf 0° reducirten Druck des Gases vor dem Versuch,

p den um die Spannkraft $E^1)$ des Wasserdampfes verminderten, nach dem mittelst Manometer beobachteten Druck, so ist das auf den Druck nach der Absorption reducirte Volumen vor derselben bei 0° gleich:

$$\frac{VP}{p}$$

Von diesem ist nach der Absorption noch ein Volumen v übrig, so dass ein Volumen:

$$\frac{VP}{p} - v$$

absorbirt worden ist. Um den Absorptionscoefficienten α , d. h. das von der Volumeneinheit der Flüssigkeit bei 0° C. und 760 Mm. Quecksilberdruck absorbirte Gasvolumen zu finden, haben wir den obigen Ausdruck durch das Volumen der Flüssigkeit S zu dividiren und finden:

$$\alpha = \frac{1}{S} \left(\frac{VP}{p} - v \right).$$

1) Der Ausdehnungscoefficient des Glases mit der Temperatur wurde zu 0.0000258, der des Quecksilbers zu 0.0001815 angenommen.

1) Die Spannkraft für Salzlösungen sind den Messungen von Wüllner entnommen und nach folgenden Formeln berechnet worden (Pogg. Ann. CIII. p. 529).

$$E = E_0 (1 - \alpha n - \beta n E_0),$$

wo E_0 der Dampfdruck des Wassers, n der Salzgehalt ist und für: Kochsalz $\alpha = 0.00601$ Chlorkalium $\alpha = 0.0039$, $\beta = 0.000000538$.

Für die anderen untersuchten Salze liegen bis jetzt noch keine Messungen vor; es wurde deshalb E gleich der Spannkraft des Wassers gesetzt, der dabei begangene Fehler ist von sehr geringem Einfluss.

Nach der obigen Methode wurde zunächst die Absorption der Kohlensäure in Wasser bestimmt. Nachdem für diese Zahlen erhalten worden, die mit den Bunsen'schen übereinstimmten, wurden Lösungen von Chlornatrium, Chlorkalium, Chlorammonium, Chlorbarium, Chlorstrontium, Chlorcalcium, und zwar zunächst auf ihr Absorptionsvermögen für Kohlensäure untersucht. Es wurde diese in einem Kipp'schen Apparate aus reinem Marmor mit Salzsäure entwickelt, durch Wasser gewaschen und durch ein mit Schwefelsäure gefülltes Perlenrohr getrocknet. Die Lösungen wurden durch Verdünnen aus den concentrirtesten mit angemessenen Mengen Wasser hergestellt, und ihr Salzgehalt noch besonders durch Analysen bestimmt; bei Chlorkalium, Chlornatrium und Chlorammonium durch Eindampfen und Erhitzen, das bei Chlorammonium nur bis auf 100° fortgesetzt wurde, bei Chlorbarium, Chlorstrontium, Chlorcalcium durch Fällen mit Schwefelsäure etc.

Die Salze wurden wiederholt umkrystallisirt und auf ihre chemische Reinheit geprüft.

In den folgenden Tabellen bezeichnet:

- C die Concentration,
- t die Beobachtungstemperatur,
- V_t das Volumen des Glasgefäßes A bei den verschiedenen Temperaturen t ,
- S das Volumen des zweiten Gefäßes B bei den verschiedenen Temperaturen, resp. die Quantität der Flüssigkeit,
- V das Volumen des Gases vor dem Versuche,
- P den Druck des Gases bei 0° vor dem Versuche,
- P_1 den Druck des Gases bei 0° nach dem Versuche,
- E die Spannkraft des Dampfes,
- $p = P_1 - E$,
- v_1 das Volumen des eingeflossenen Quecksilbers,
- v das Volumen des unabsorbirten Gases bei 0° ,
- α die Absorptionscoefficienten bei 0° und 760 Mm. Barometerstand,
- α_1 das Mittel der beobachteten Werthe von α .

Tabelle I.
Chlor-Kalium.

$V_8 = 95.6637$; $V_{15} = 95.681$; $V_{22} = 95.698$; $S = 49.167$ bei 8°C. , 49.176 bei 15°C. , 49.185 bei 22°C.

C	t	V	P	p	v_1	v	u	u_1	C
1	8	92,940	738.1	744.2	34.99	58.95	0.6759		1
—	—	—	739.7	744.6	35.72	58.04	0.6968	0.6877	—
—	—	—	756.4	747.5	33.81	60.09	0.6904		—
$1/2$	—	—	752.0	744.7	43.03	51.13	0.8688		$2/3$
—	—	—	749.8	744.2	42.38	51.12	0.8650	0,8639	—
—	—	—	749.3	742.7	42.55	51.60	0.8578		—
$1/3$	—	—	756.8	752.6	45.48	48.76	0.9095		$1/2$
—	—	—	753.3	752.9	46.12	48.13	0.9128	0.9178	—
—	—	—	756.2	751.5	46.51	47.75	0.9311		—
$1/4$	—	—	752.6	749.2	49.60	44.75	0.9883		—
—	—	—	749.3	747.2	49.71	44.65	0.9877	0.9880	$1/4$
1	15	90,693	768.1	740.3	25.51	66.51	0.5610		—
—	—	—	769.3	739.7	26.22	65.84	0.5790	0.5707	—
—	—	—	769.9	737.8	25.55	66.47	0.5722		—
$1/2$	—	—	762.2	745.3	34.98	57.54	0.7152		1
—	—	—	762.2	742.3	34.55	57.94	0.7153	0.7202	—
—	—	—	762.7	742.7	35.30	57.23	0.7300		—
$1/3$	—	—	771.6	749.4	37.41	55.23	0.7756		$2/3$
—	—	—	771.7	749.5	38.06	54.61	0.7881	0.7768	—
—	—	—	765.9	749.4	37.69	54.96	0.7668		—
$1/4$	—	—	756.2	739.2	36.45	56.14	0.7447		$1/2$
—	—	—	756.2	732.2	37.98	54.69	0.7911	0.7772	—
—	—	—	756.0	730.6	37.98	54.69	0.7958		—
1	22	88,554	783.7	742.4	20.50	69.58	0.4859		$1/4$
—	—	—	783.0	739.4	19.96	69.97	0.4843	0.4801	—
—	—	—	778.9	740.7	20.06	69.99	0.4701		—
$1/2$	—	—	779.1	736.4	25.47	64.98	0.5837		1
—	—	—	780.1	733.8	24.94	65.47	0.5826	0.5970	—
—	—	—	780.0	733.9	27.17	63.41	0.6246		—
$1/3$	—	—	770.9	736.0	28.78	61.92	0.6265		$2/3$
—	—	—	772.0	736.6	31.53	59.38	0.6787	0.6488	—
—	—	—	773.1	738.7	29.63	61.13	0.6413		—
$1/4$	—	—	769.7	727.7	29.78	61.92	0.6452		—
—	—	—	768.9	726.3	30.51	60.32	0.6761	0.6701	$1/2$
—	—	—	770.7	727.9	31.00	59.87	0.6890		—

Tabelle II.

Chlornatrium.

 $V_{6.4} = 92.66$; $V_{15} = 95.691$; $V_{22} = 95.698$; S wie vorher.

C	t	V	P	p	v_1	v	α	α_1
1	6.4	90.535	747.2	761.8	17.46	73.47	0.3111	
—	—	—	754.8	755.0	18.16	72.79	0.3604	0.3470
—	—	—	748.0	749.8	18.85	72.12	0.3694	
$\frac{2}{3}$	—	—	758.3	748.0	24.44	66.65	0.5029	
—	—	—	758.6	743.6	23.14	67.93	0.4966	0.5181
—	—	—	753.9	729.7	24.83	66.27	0.5547	
$\frac{1}{2}$	—	—	752.3	744.2	30.49	60.75	0.6259	
—	—	—	736.5	733.6	32.21	59.06	0.6424	0.6326
—	—	—	751.5	748.6	30.39	60.84	0.6106	
—	—	—	746.6	737.7	31.67	59.59	0.6515	
$\frac{1}{4}$	—	93.468	742.0	715.3	41.03	53.37	0.8855	
—	—	—	731.5	710.4	40.02	54.36	0.8517	0.8990
—	—	—	732.6	715.3	45.32	49.18	0.9466	
—	—	—	714.6	721.7	46.83	47.70	0.9122	
1	15	90.693	750.9	734.2	12.36	78.97	0.2801	
—	—	—	744.6	725.0	13.68	77.72	0.3136	0.2969
—	—	—	744.3	729.3	13.44	77.95	0.2970	
$\frac{2}{3}$	—	—	741.2	720.3	19.04	72.65	0.4201	
—	—	—	745.7	712.2	18.36	73.30	0.4403	0.4306
—	—	—	746.2	714.4	15.15	73.50	0.4313	
$\frac{1}{2}$	—	—	746.9	709.0	23.58	68.34	0.5529	
—	—	—	745.2	703.2	23.40	68.51	0.5610	0.5569
$\frac{1}{4}$	—	—	729.4	701.9	35.27	57.26	0.7511	
—	—	—	746.8	711.1	36.54	58.90	0.7384	0.7347
—	—	—	729.7	704.4	33.96	58.80	0.7145	
1	22	88.554	767.1	733.7	8.505	80.68	0.2410	
—	—	—	765.9	724.2	9.03	80.20	0.2727	0.2630
—	—	—	769.3	727.4	9.132	80.10	0.2755	
$\frac{2}{3}$	—	—	766.7	718.9	14.41	75.23	0.3895	
—	—	—	765.8	721.5	15.31	74.41	0.3975	0.3892
—	—	—	763.2	718.4	14.28	75.34	0.3807	
$\frac{1}{2}$	—	—	765.4	714.1	19.24	70.76	0.4896	
—	—	—	765.0	718.6	18.70	70.91	0.4749	0.4822

Tabelle III.

Chlor-Ammonium.

$V_8 = 95.6337$ u. 99.944 ; $V_{10} = 95.6696$; $V_{15} = 95.681$ u. 99.962 ; $V_{22} = 95.698$ u. 99.98 ; S dasselbe wie vorher.

C	t	V	P	p	v_1	v	α	α_1
1	10	92.1987	735.2	732.8	41.78	51.99	0.8237	.
—	—	—	734.7	733.3	40.82	52.91	0.8026	0.8132
—	—	—	732.6	730.7	41.27	52.47	0.8132	
$\frac{1}{2}$	8	92.9400	735.7	735.2	46.63	47.60	0.9237	0.9220
—	—	—	733.1	735.1	46.82	47.41	0.9204	
$\frac{1}{3}$	—	97.0960	716.5	731.5	53.05	45.56	1.0000	1.0000
—	—	—	714.5	731.5	53.26	45.36	1.0000	
$\frac{1}{4}$	—	—	714.5	730.9	54.21	44.41	1.0232	1.0227
—	—	—	714.5	730.9	55.02	43.64	1.0222	
1	15	90.6930	746.6	730.7	35.71	56.84	0.7281	0.7384
—	—	—	746.3	728.1	36.48	56.11	0.7487	
$\frac{1}{2}$	—	—	747.3	729.2	39.30	53.43	0.8035	
—	—	—	755.1	740.1	38.72	53.99	0.7834	0.7981
—	—	—	757.1	742.1	39.97	52.80	0.8074	
$\frac{1}{3}$	—	94.7500	741.0	733.3	39.73	57.09	0.7856	
—	—	—	740.0	730.8	40.77	56.11	0.8085	0.7906
—	—	—	743.4	732.7	39.91	56.91	0.7977	
$\frac{1}{4}$	—	—	733.2	723.5	41.16	55.74	0.8185	
—	—	—	733.3	724.7	41.34	55.57	0.8198	0.8253
—	—	—	734.3	724.7	42.15	54.80	0.8375	
1	22	88.5540	768.0	724.4	27.17	63.41	0.6197	
—	—	—	768.2	728.8	26.21	64.30	0.5899	0.5998
—	—	—	767.4	730.7	26.56	63.97	0.5899	
$\frac{1}{2}$	—	—	781.9	736.1	30.97	59.90	0.6944	
—	—	—	780.9	733.3	30.85	60.00	0.6971	0.6840
—	—	—	776.5	736.0	29.84	60.93	0.6606	
$\frac{1}{3}$	—	—	764.8	735.1	33.02	58.00	0.6936	0.7022
—	—	—	759.1	724.3	33.21	57.82	0.7109	
$\frac{1}{4}$	—	92.0160	754.4	724.8	34.47	60.62	0.7154	0.7182
—	—	—	755.9	724.3	34.52	60.58	0.7211	

Tabelle IV.

Chlor-Barium.

$V_8 = 99.944$; $V_{12\frac{1}{2}} = 99.956$; $V_{15} = 99.962$; $V_{16\frac{1}{2}} = 99.965$; $V_{22} = 99.98$; $V_{30} = 99.991$; S wie vorher.

C	t	V	P	p	v_1	v	α	α_1
1	8	97.096	725.0	739.4	26.52	71.33	0.4857	
—	—	—	725.0	739.4	27.47	70.43	0.5041	0.4949
$\frac{1}{3}$	—	—	779.5	741.1	46.98	51.55	1.0282	
—	—	—	781.0	744.1	46.33	52.08	1.0132	1.0207
$\frac{1}{4}$	—	—	719.4	746.3	51.86	46.72	0.9530	
—	—	—	733.5	740.4	50.82	47.72	0.9858	0.9694
1	15	94.750	742.4	731.8	20.87	74.45	0.4403	
—	—	—	743.0	733.8	21.41	74.45	0.4367	0.4385
$\frac{1}{2}$	$12\frac{1}{2}$	95.570	730.5	739.6	36.12	61.05	0.6779	0.6779
—	$16\frac{1}{4}$	94.344	750.4	735.8	30.10	65.91	0.6156	
—	—	—	752.3	734.7	29.85	66.14	0.6203	0.6179
$\frac{1}{3}$	—	—	752.7	739.1	31.83	64.27	0.6471	
—	—	—	753.9	742.2	31.83	64.28	0.6419	0.6445
$\frac{1}{4}$	—	—	752.9	742.8	37.25	59.16	0.7413	
—	—	—	754.4	741.8	37.20	59.21	0.7469	0.7441
1	22	92.516	757.4	723.8	15.43	78.23	0.3773	
—	—	—	758.5	723.0	15.76	77.92	0.3894	0.3833
$\frac{1}{2}$	—	—	765.0	727.6	22.89	71.33	0.5278	
—	—	—	763.3	733.1	23.48	70.79	0.5192	0.5235
$\frac{1}{3}$	—	—	761.9	726.7	27.13	67.40	0.6016	
—	—	—	762.4	729.8	28.13	66.48	0.6132	0.6072
—	—	—	761.9	728.8	27.70	66.88	0.6068	
$\frac{1}{4}$	—	—	769.4	734.8	31.90	60.00	0.6885	
—	—	—	769.1	736.5	31.31	63.54	0.6722	0.6803
1	30	90.080	777.5	711.0	7.47	83.35	0.3079	
—	—	—	773.8	708.5	8.47	82.45	0.3225	0.3152
$\frac{1}{2}$	—	—	778.3	719.9	17.53	74.29	0.4700	
—	—	—	779.3	720.9	17.25	74.54	0.4644	0.4672
$\frac{1}{3}$	—	—	776.8	715.4	21.59	70.63	0.5520	
—	—	—	777.1	712.7	20.08	71.99	0.5333	0.5426
$\frac{1}{4}$	—	—	781.9	723.5	23.29	69.09	0.5749	
—	—	—	780.0	722.1	22.32	69.97	0.5562	0.5655

Tabelle V.

Chlor-Strontium.

$V_8 = 99.944$; $V_{16\frac{1}{4}} = 99.965$; $V_{22} = 99.98$; $V_{30} = 99.991$; $S_8 = 49.167$;
 $S_{16\frac{1}{4}} = 49.1776$; $S_{22} = 49.185$; $S_{30} = 49.195$.

C	t	V	P	p	v_1	v	α	α_1	C
1	8	97.096	718.2	742.0	17.64	79.95	0.2841		1
—	—	—	718.2	742.0	17.71	79.89	0.2862	0.2854	$\frac{1}{2}$
$\frac{1}{2}$	—	—	718.2	744.0	32.63	65.39	0.6205		$\frac{1}{3}$
—	—	—	717.2	744.0	33.52	64.53	0.5909	0.6057	—
$\frac{1}{3}$	—	—	715.2	741.0	40.55	57.70	0.7326		$\frac{1}{4}$
—	—	—	722.1	749.0	41.10	57.16	0.7448	0.7367	—
$\frac{1}{4}$	—	—	721.6	751.5	43.53	54.80	0.7814		—
—	—	—	723.3	748.1	42.65	55.66	0.7764	0.7789	1
1	$16\frac{1}{4}$	94.344	747.3	744.7	13.08	81.97	0.2581		—
—	—	—	748.3	746.7	11.95	83.03	0.2345	0.2449	—
—	—	—	748.3	746.7	12.24	82.75	0.2402		$\frac{1}{2}$
$\frac{1}{2}$	—	—	747.4	744.8	24.63	71.07	0.4793		—
—	—	—	747.4	744.8	24.23	71.44	0.4719	0.4727	—
—	—	—	747.4	744.8	23.97	71.69	0.4670		$\frac{1}{3}$
$\frac{1}{3}$	—	—	738.3	731.7	29.62	66.39	0.5884		—
—	—	—	747.2	740.6	30.08	65.95	0.5947	0.5859	—
—	—	—	748.2	741.5	29.06	66.91	0.5748		$\frac{1}{4}$
$\frac{1}{4}$	—	—	750.4	743.8	33.78	62.46	0.6649		—
—	—	—	749.4	743.8	33.75	62.49	0.6618	0.6633	1
1	22	92.516	766.2	735.6	8.64	84.52	0.2404		—
—	—	—	767.4	738.2	9.27	83.94	0.2485	0.2474	—
—	—	—	768.4	738.2	9.38	83.83	0.2534		$\frac{1}{2}$
$\frac{1}{2}$	—	—	764.3	740.6	20.42	73.62	0.4441		—
—	—	—	764.3	740.6	20.34	73.69	0.4428	0.4435	—
$\frac{1}{3}$	—	—	757.0	735.4	24.37	69.97	0.5140		$\frac{1}{3}$
—	—	—	757.0	735.4	24.04	70.26	0.5079	0.5071	—
—	—	—	749.3	725.7	23.35	70.91	0.4995		—
$\frac{1}{4}$	—	—	753.3	731.7	27.62	66.10	0.5927		$\frac{1}{4}$
—	—	—	753.3	731.7	27.25	67.30	0.5685	0.5806	—
1	30	90.080	775.5	723.6	4.95	85.61	0.2223		1
—	—	—	776.9	721.5	4.36	86.15	0.2209	0.2231	—
—	—	—	776.9	721.5	4.66	85.89	0.2261		$\frac{1}{2}$
$\frac{1}{2}$	—	—	785.4	729.0	13.25	78.14	0.3844		—
—	—	—	785.4	729.0	13.42	79.82	0.3500	0.3672	—
$\frac{1}{3}$	—	—	788.0	731.6	21.46	70.75	0.5339		$\frac{1}{3}$
—	—	—	781.0	724.6	22.08	70.19	0.5467	0.5386	—
—	—	—	780.9	724.5	21.37	70.82	0.5352		—
$\frac{1}{4}$	—	—	774.1	719.6	19.23	72.76	0.4905		$\frac{1}{4}$
—	—	—	775.3	719.6	20.93	71.22	0.5253	0.5079	—

Tabelle VI.

Chlor-Calcium.

 V_1 wie vorher; S wie vorher.

C	t	V	P	p	v_1	v	α	α_1
1	8	97.096	717.0	742.4	35.59	62.75	0.6308	0.6315
—	—	—	718.9	740.8	35.08	63.02	0.6322	
$1/2$	—	—	721.1	743.1	44.93	53.45	0.8385	0.8383
—	—	—	722.1	742.0	45.11	53.27	0.8381	
$1/3$	—	—	721.1	744.0	46.42	52.00	0.8559	0.8548
—	—	—	721.1	742.0	46.04	52.37	0.8537	
$1/4$	—	—	724.6	746.5	51.21	47.35	0.9537	0.9423
—	—	—	722.8	744.6	50.09	48.43	0.9313	
—	—	—	722.8	745.6	50.77	47.78	0.9419	
1	$16\frac{1}{4}$	94.344	745.9	733.8	25.70	70.06	0.5254	0.5202
—	—	—	741.3	735.2	26.04	69.73	0.5158	
—	—	=	743.8	735.1	25.88	69.89	0.5193	
$1/2$	—	—	744.3	735.7	33.93	62.30	0.6742	0.6740
—	—	—	742.4	737.8	34.67	61.60	0.6775	
—	—	—	743.0	734.7	33.79	62.43	0.6705	
$1/3$	—	—	745.8	733.2	35.90	60.43	0.7230	0.7260
—	—	—	753.3	737.7	36.01	60.32	0.7326	
—	—	—	750.3	739.7	36.15	60.20	0.7223	
$1/4$	—	—	747.3	740.7	38.76	57.73	0.7615	0.7587
—	—	—	745.8	740.7	38.67	57.82	0.7560	
1	22	92.516	759.4	729.8	20.56	73.49	0.4658	0.4709
—	—	—	760.4	727.0	21.41	72.70	0.4895	
—	—	—	761.5	730.4	20.03	73.93	0.4574	
$1/2$	—	—	753.8	729.6	23.12	66.49	0.5913	0.5809
—	—	—	760.8	731.1	26.45	68.04	0.5740	
—	—	—	760.3	731.1	26.36	68.12	0.5759	
$1/3$	—	—	756.6	728.3	28.59	66.06	0.6110	0.6159
—	—	—	753.7	729.0	29.76	64.98	0.6236	
—	—	—	756.8	728.1	28.67	65.99	0.6132	
$1/4$	—	—	753.2	734.5	33.41	61.60	0.6766	0.6726
—	—	—	751.3	731.6	32.86	62.11	0.6686	
1	30	90.080	780.0	718.9	13.02	78.36	0.3956	0.3995
—	—	—	780.2	718.8	13.52	77.95	0.4035	
$1/2$	—	—	779.1	718.6	18.78	73.16	0.4978	0.4998
—	—	—	779.1	721.1	19.40	72.60	0.5031	
—	—	—	776.7	717.8	19.01	72.96	0.4984	
$1/3$	—	—	776.1	719.1	20.52	71.59	0.5238	0.5266
—	—	—	774.1	720.0	20.63	71.49	0.5198	
—	—	—	775.6	718.6	21.37	70.83	0.5362	
$1/4$	—	—	781.0	719.6	24.26	68.22	0.6008	0.5957
—	—	—	780.8	719.4	23.70	68.73	0.5906	

Tabelle VII.

Resultate

		Lösung (p)		Lösung (m)		Spec. Gew.		Absorp. Coeff.		Absorp. Coeff.		Absorp. Coeff.		Absorp. Coeff.	
								8° C.		15° C.		22° C.		30° C.	
Erste Gruppe: Alkali- Metalle	Chloralkalium	22.5060	467.9*	1.54880 = S ₀	0.6877	0.5707	0.4801	—	—	—	—	—	—	—	—
		11.9740	173.5	1.07962 = S ₁	0.8639	0.7302	0.5970	—	—	—	—	—	—	—	
		8.6460	122.0	1.05265 = S ₂	0.9178	0.7768	0.6488	—	—	—	—	—	—	—	
		6.0548	82.7	1.02105 = S ₃	0.9880	0.7772	0.6701	—	—	—	—	—	—	—	
Chlorstrontium	26.0000	530.0	1.19500 = S ₀	0.3470	0.2969	0.2630	—	—	—	—	—	—	—	—	
	17.4300	334.0	1.13300 = S ₁	0.5181	0.4306	0.3892	—	—	—	—	—	—	—	—	
	12.9850	240.0	1.08000 = S ₂	0.6326	0.5569	0.4822	—	—	—	—	—	—	—	—	
	7.0520	125.0	1.03800 = S ₃	0.8990	0.7347	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
Chlor- Ammonium	24.2330	495.0	1.07211 = S ₀	0.8132	0.7384	0.5998	—	—	—	—	—	—	—	—	
	12.7270	255.0	1.05269 = S ₁	0.9220	0.7981	0.6840	—	—	—	—	—	—	—	—	
	8.7225	174.0	1.04698 = S ₂	1.0000	0.7906	0.7022	—	—	—	—	—	—	—	—	
	6.4650	126.0	1.02105 = S ₃	1.0227	0.8253	0.7182	—	—	—	—	—	—	—	—	
Zweite Gruppe: Erdalkali- Metalle.	Chlorbarium	—	—	—	0.4385 b. 15° C.	161° C.	—	—	—	—	—	—	—	—	—
		25.2146	154.0	1.27306 = S ₀	0.6779	b. 121° C.	—	—	—	—	—	—	—	—	—
		14.0297	76.7	1.13720 = S ₁	0.4949	0.6179	0.3883	0.3152	—	—	—	—	—	—	—
		9.7531	51.2	1.09158 = S ₂	—	0.6179	0.5235	0.4672	—	—	—	—	—	—	—
Chlor- Strontium	7.3162	37.6	1.06840 = S ₃	1.0207	0.6445	0.6072	0.5426	—	—	—	—	—	—	—	
	31.1937	264.0	1.34280 = S ₀	0.9694	0.7441	0.6803	0.5655	—	—	—	—	—	—	—	
	17.7132	131.0	1.17270 = S ₁	0.2854	0.2449	0.2474	0.2231	—	—	—	—	—	—	—	
	12.3248	87.0	1.11590 = S ₂	0.6057	0.4727	0.4435	0.3672	—	—	—	—	—	—	—	
Chlorcalcium	9.5108	65.2	1.08730 = S ₃	0.7367	0.5859	0.5071	0.3866	—	—	—	—	—	—	—	
	15.7925	160.7	1.13870 = S ₀	0.7789	0.6633	0.5806	0.5079	—	—	—	—	—	—	—	
	8.0453	77.4	1.06830 = S ₁	0.6815	0.5302	0.4709	0.3995	—	—	—	—	—	—	—	
	5.7390	54.2	1.04890 = S ₂	0.8383	0.6740	0.5809	0.4998	—	—	—	—	—	—	—	
Chloralcalium	4.3650	40.7	1.03580 = S ₃	0.8548	0.7260	0.6159	0.5266	—	—	—	—	—	—	—	
	—	—	—	0.9423	0.7587	0.6726	0.5957	—	—	—	—	—	—	—	

*) $(m) = \lambda \frac{sp}{\sigma}$, wo s = spec. Gewicht der Salz-Lösung, p = Salzgehalt in 100 Theilen Lösung, σ = Molecul.-Gew. des Salzes, λ = eine constante Zahl = 1000.

Die in der Schlusstabelle angegebenen spec. Gewichte wurden mittelst des Pyknometers bei einer Temperatur von etwa 15–16° C. bestimmt.

Aus den obigen Zahlen ergeben sich die folgenden Resultate:

1) Salzlösungen absorbiren stets weniger Kohlensäure, als ein gleiches Volumen Wasser.

2) Je concentrirter die Salzlösung ist, um so weniger Gas wird absorbirt, und zwar nimmt mit zunehmendem Salzgehalt die Absorption zuerst schnell, dann langsam ab, und scheint sich asymptotisch einem Minimum zu nähern.

3) Für verschiedene Salzlösungen ist der Einfluss des Salzes verschieden, und zwar liegt die Absorption beim Chlorkalium, wie sein Moleculargewicht, zwischen der beim Chlornatrium und Chlorammonium und die Absorption beim Chlorstrontium zwischen der beim Chlorcalcium und Chlorbarium.

4) Mit der Temperatur ändert sich der Absorptionscoefficient bei Salzlösungen und zwar in nahe derselben Weise, wie bei Wasser.

Ob die Absorption überhaupt eine rein physikalische Erscheinung ist, oder ob sie in das Gebiet der sogenannten chemischen Erscheinungen gehört, darüber wagen wir an der Hand der vorliegenden Beobachtungen noch keine Behauptung aufzustellen. Die Vorgänge, so einfach sie auch zuerst aussehen, sind doch von sehr complicirter Natur und es ist schwer zu sagen, ob nicht andere Bedingungen zugleich die Absorptionerscheinungen beträchtlich beeinflussen. Unserer Meinung nach müssen noch nach vielen Richtungen ausgedehntere Untersuchungen angestellt werden, ehe wir im Stande sind, eine genügende Erklärung dieser Erscheinungen zu geben. Zu diesem Zweck behalte ich mir vor, die in der vorliegenden Arbeit angefangenen Beobachtungen weiter fortzusetzen.

Physikal. chem. Lab. d. Univ. Leipzig, den 18. October 1876.

**IX. Zur Theorie der Wirkung von Cylinder-
spiralen mit variabler Windungszahl; von
Dr. Ignaz G. Wallentin.**

(Aus dem LXXV. Bd. der Sitzber. der k. k. Akad. der Wiss. II. Abth.
Januar-Heft. Jahrg. 1877, vom Hrn. Verfasser mitgetheilt.)

Die Theorie des Electromagnetismus lehrt, dass Cylinder-
spiralen mit constanter Windungszahl auf einen ausser-
halb liegenden Magnetpol so wirken, als ob ihre End-
flächen allein mit Magnetismus in der Stärke i per
Flächeneinheit, wo i die Intensität des durch die Spirale
kreisenden Stromes, n die constante Windungszahl be-
deutet, belegt wären. Dies ergibt sich schon durch die
einfache Betrachtung, dass nach Ampère's¹⁾ Theorie des
Magnetismus ein electrischer Strom, welcher eine lineare,
geschlossene, ebene Bahn umfließt, als eine unendlich
dünne, von der Strombahn begrenzte, transversal magne-
tische Doppelplatte angesehen werden kann, und daher
die nordmagnetische Belegung der einen und die süd-
magnetische der darauffolgenden Transversalplatte, mit
Ausnahme der beiden letzten, sich in ihren Wirkungen
nach aussen aufheben. Ampère bemerkt deshalb schon
mit Recht, dass ein Stabmagnet in seinen Wirkungen
von einem solchen electrodynamischen Cylinder verschied-
en ist, da ersterer auf der einen Hälfte freien Nord-
magnetismus, auf der anderen Hälfte freien Südmagne-
tismus zeigt.

Wird jedoch die Windungszahl eine Function der
Abscisse, so tritt in der Formel, welche das Potential
angibt, ausser den beiden Gliedern, die von den End-
flächen herrühren, noch ein Glied auf, welches die Wirkung
des inneren Theiles des Cylinders liefert. Die Windungs-
zahl ist in der Regel bei den in der Praxis vorkommenden

1) Bibl. univ. de Genève Avr. 1822.

Fällen so beschaffen, dass sie an den Enden des Cylinders eine gleiche ist, also die oben erwähnte Function denselben Werth annimmt. Vorderhand wollen wir solche Spiralen betrachten, obwohl im Nachfolgenden das Windungsgesetz ganz allgemein hingestellt werden soll.

Ein wesentlicher Unterschied in der Wirkung von Spiralen besteht jedoch darin, ob die Windungen mehr an den Enden oder in der Mitte angehäuft sind. Der Kürze halber möge eine Spirale mit mehr an die Enden gedrängten Windungen Spirale erster Art, eine mit mehr in der Mitte gehäuften Spirale zweiter Art genannt werden. Wie schon von v. Feilitzsch¹⁾ nachgewiesen wurde, zeigen Spiralen I. Art das Verhalten, dass eine entgegengestellte Magnetnadel an dem südlichen Ende derselben freien Südmagnetismus, über die folgende Hälfte freien Nordmagnetismus, über die andere Hälfte freien Südmagnetismus und an dem äussersten Ende der letzteren freien Nordmagnetismus anzeigt. Dieses Verhalten hat mit dem eines Stabmagnetes nicht die geringste Aehnlichkeit. Spiralen II. Art sind aber dadurch, dass sie über die ganze Süd Hälfte freien Südmagnetismus, über die ganze Nord Hälfte freien Nordmagnetismus zeigen, einem Stabmagnete ähnlicher und kann ein solcher durch eine Spirale II. Art imitirt werden. Eine Vergleichung des schon oben erwähnten, in der Potentialformel auftretenden dritten Gliedes mit der von Green und Biot für den freien Magnetismus eines dünnen und sehr langen Stabes aufgestellten Gleichung, lässt diese Aehnlichkeit noch besser hervortreten.

Was die Wirkung einer Spirale auf einen innerhalb liegenden Punkt betrifft, so weiss man aus mehreren Untersuchungen, dass, falls die Spirale eine constante Windungszahl besitzt und sehr lang ist, so dass die Endflächen keine merkliche Wirkung auf den erwähnten Punkt ausüben, die Kraft eine constante ist. Diese Fälle von

1) Pogg. Ann. LXXXII, p. 90.

constanter magnetisirender Kraft treten übrigens, wie Stefan¹⁾ zeigt, auch z. B. bei einem vom Strome umflossenen Rotationsellipsoide und bei einer vom Strome umflossenen Kugel auf. Anders verhält es sich, wie die späteren Formeln zeigen werden, bei Spiralen mit variabler Windungszahl. Sie liefern für einen inneren Punkt keine constante magnetische Kraft.

Zwischen Spiralen mit constanter Windungszahl und solchen mit variabler besteht übrigens noch, der Unterschied, dass erstere — mathematisch strenge genommen — erst auf einen axialen Punkt in unendlicher Entfernung die Wirkung Null ausüben, letztere jedoch, seien sie Spiralen I. oder II. Art, wie Feilitzsch experimentell nachweist und wie es sich aus dem Nachstehenden auf theoretischem Wege ergibt, einen parallel zu ihrer Axe beweglichen Magnetpol nicht auf der ganzen einen Seite anziehen, auf der anderen abstossen, wie es bei regelrechten Cylinderspiralen der Fall ist, sondern dass sich zu beiden Seiten der beiden Enden der Spirale Orte finden, in denen diese axiale Wirkung auf Null herabsinkt und dass dieselbe jenseits dieser Orte in die entgegengesetzte übergeht. Wie Feilitzsch vermuthet und aus seinen Beobachtungsergebnissen schliesst, dürften die Linien constanter Wirkung sowie die der Nullwirkung Hyperbeln sein, die in die Strombahn mit dem Scheitel einschneiden.

Nicht nur verglichen mit der Wirkungsweise eines Stabmagnetes, zeigen die Spiralen I. und II. Art eine wesentliche Differenz, sondern, wie hier theoretisch nachgewiesen werden wird und auch das Experiment lehrt, zeigt sich diese Differenz noch insofern, als Spiralen I. Art auf einen vor den Endflächen sich befindenden, parallel zur Cylinderaxe beweglichen Magnetpol eine axiale Wirkung ausüben, die über einen viel geringeren Raum verbreitet ist, als wenn Spiralen II. Art verwendet werden. Es lässt

1) J. Stefan, zur Theorie der magnetischen Kräfte. Wien. Ber. LXIX. 1874.

sich nämlich nachweisen, dass im letzteren Falle die Formel für das Potential einer solchen Spirale sich aus zwei gleichbezeichneten, im ersteren aus zwei entgegengesetzt bezeichneten Ausdrücken zusammensetzen lässt.

Die hier erwähnten Thatsachen auf analytischem Wege nachzuweisen, ist Zweck der Abhandlung.

I.

Die Wirkung eines Elementarstromes, der mit der Intensität i eine Fläche f umfließt, liefert ein Potential auf den Magnetpol μ , der sich in der Entfernung r von der Stromfläche befindet, welches durch die Formel:

$$\frac{\mu \cdot i \cdot f \cdot p}{r^3}$$

ausgedrückt ist; p bedeutet die Grösse des vom Magnetpole auf die Stromebene gefällten Perpendikels.

Wählt man die durch die Cylinderaxe und den Magnetpol μ gehende Ebene zur xy -Ebene und setzt voraus, dass auf der Längeneinheit der Abscissenaxe im Punkte $x \dots f(x)$ Windungen der Spirale vorhanden sind, wodurch also das Windungsgesetz bestimmt ist, so kommen auf die Länge $dx \dots f(x) dx$ Windungen und dann ist das Potential dieses electrodynamischen Cylinders auf einen ausserhalb der Spirale liegenden Magnetpol $\mu (\xi \eta)$:

$$P_e = \mu i \iiint_a^b \frac{f(x) (\xi - x) dx dy dz}{r^3},$$

wenn a und b Anfangs- und Endabszisse der Spirale bedeuten.

Da:

$$r^2 = (\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + z^2,$$

sonach:

$$\frac{\xi - x}{r^3} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} \right)$$

ist, so wird aus obiger Formel:

$$P_e = \mu i \iint dy dz \int_a^b f(x) \frac{\partial \left(\frac{1}{r}\right)}{\partial x} dx.$$

Durch Integratio per partes erhält man:

$$\int f(x) \frac{\partial \left(\frac{1}{r}\right)}{\partial x} dx = \frac{f(x)}{r} - \int \frac{f'(x)}{r} dx,$$

daher:

$$(1) P_e = \mu i f(b) \iint \frac{dy dz}{r_b} - \mu i f(a) \iint \frac{dy dz}{r_a} - \mu i \iiint_a^b \frac{f'(x)}{r} dx dy dz$$

wo $f(a)$, r_a ; $f(b)$, r_b sich auf den Anfang und das Ende des electrodynamischen Cylinders beziehen.

Liegt der Punkt im Innern der Spirale, so ist das Potential bekanntermaassen:

$$P_i = P_e + 4\pi \mu i \int_{\xi}^b f(x) dx$$

oder:

$$(2) P_i = \mu i f(b) \iint \frac{dy dz}{r_b} - \mu i f(a) \iint \frac{dy dz}{r_a} - \mu i \iiint_a^b \frac{f'(x)}{r} dx dy dz + 4\pi \mu i \int_{\xi}^b f(x) dx.$$

Ist die Spirale so lang, dass man die Wirkung ihrer Endflächen auf einen inneren Punkt vernachlässigen kann, so ist das Potential auf diesen Punkt:

$$(3) P_i = -\mu i \iiint_a^b \frac{f'(x)}{r} dx dy dz + 4\pi \mu i \int_{\xi}^b f(x) dx.$$

Dieses sind die allgemeinsten Formeln, die für die Wirkungsweise eines electrodynamischen Cylinders auf einen ausserhalb oder innerhalb dieses Cylinders liegenden Magnetpol gelten. Liegt der Magnetpol in der Axe, so sind die Werthe der oben vorkommenden Integrale leicht zu ermitteln.

Es ist nämlich:

$$\mu i f(b) \iint \frac{dy dz}{r_b} = 2\pi \mu i f(b) \left[\sqrt{(\xi - b)^2 + \varrho^2} - (\xi - b) \right]$$

$$\mu i f(a) \iint \frac{dy dz}{r_a} = 2\pi \mu i f(a) \left[\sqrt{(\xi - a)^2 + \varrho^2} - (\xi - a) \right]$$

$$\mu i \iiint_a^b \frac{f''(x)}{r} dx dy dz = 2\pi \mu i \left[\int_a^b f'(x) \sqrt{(\xi - x)^2 + \varrho^2} dx - \int_a^b (\xi - x) f'(x) dx \right].$$

ϱ bedeutet in den drei letzten Formeln den Halbmesser der Cylinderspirale.

Liegt der Magnetpol ganz beliebig, so kann die Integration nur durch elliptische Integrale oder, für praktische Zwecke, durch unendliche Reihen ausgeführt werden.

Ist endlich die Windungszahl der Spirale in Bezug auf die Mitte derselben symmetrisch, so ist in den obigen Formeln nur $f(a) = f(b)$ zu setzen.

Die Bedeutung der in diesen Gleichungen vorkommenden Doppel- und dreifachen Integrale ist eine einfache. Die beiden ersten Glieder der Formel (1) geben das Potential der Anfangs- und Endfläche des electrodynamischen Cylinders, die respective mit freiem Magnetismus $if(b)$ und $-if(a)$ belegt gedacht werden müssen, auf den Magnetpol. Diese beiden Glieder sind allein vorhanden, wenn es sich um einen electrodynamischen Cylinder mit constanter Windungszahl handelt, da für einen solchen $f'(x) = 0$ ist. Wird letztere variabel, so kommt noch das dritte Glied in Rücksicht, welches das Potential eines mit freiem Magnetismus in der Stärke $-if'(x)$ erfüllten Cylinders auf den Magnetpol vorstellt. Dieses stimmt mit der Anschauung, nach welcher ein Strom durch eine transversalmagnetische Doppelplatte ersetzt werden kann. Für eine solche Doppelplatte gilt nämlich der Grundsatz, dass das magnetische Moment derselben gleich dem Producte aus Stromintensität und Windungszahl sein muss. Für die den Strom ersetzende Transversalplatte in der Entfernung x gilt somit die Formel:

$$\mu_x = if(x),$$

für die um dx entfernte transversal-magnetische Doppelplatte:

$$\mu_{x+dx} = if(x + dx),$$

wenn μ_x und μ_{x+dx} die entsprechenden magnetischen Momente bedeuten. Die Differenz dieser Ausdrücke gibt den nach aussen wirkenden, also freien Magnetismus:

$$\mu_x - \mu_{x+dx} = -idxf'(x),$$

wenn die Entwicklung nach Taylor's Lehrsatz vollzogen wird. Dieser letzte Ausdruck coincidirt mit dem in dem dreifachen Integrale enthaltenen.

Das Potential einer Spirale I. oder II. Art auf einen äussern Magnetpol setzt sich somit aus dem Potentiale der mit freiem Magnetismus $if(b)$, respective $-if(a)$ belegten Endflächen und dem Potentiale des freien Magnetismus in der Intensität $-if'(x)$ enthaltenden Cylinders zusammen. Bezeichnen wir erstere Potentiale mit W_1 und W_2 , letztere mit V , so ergeben sich jetzt mit Leichtigkeit die auf einen äusseren oder inneren Axialpunkt wirkenden Kräfte:

$$(4) \quad \frac{\partial P_c}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \xi} (W_1 + W_2 + V)$$

und:

$$(5) \quad \frac{\partial P_i}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \xi} (W_1 + W_2 + V) + 4\pi\mu i \frac{\partial}{\partial \xi} \int_{\xi}^b f(x) dx.$$

Das zweite in der letzten Formel auftretende Glied lässt sich auf folgende Weise bestimmen. Verlegen wir den Coordinatenanfangspunkt in den inneren afficirten Magnetpol und bezeichnen die neuen Abscissen mit x_1 , so ist:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \int_{\xi}^b f(x) dx = \frac{\partial}{\partial \xi} \int_0^{b-\xi} f(\xi + x_1) dx_1,$$

oder nach der bekannten Formel:

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} \int_a^b f(x, \alpha) dx = \int_a^b \frac{\partial}{\partial \alpha} f(x, \alpha) dx + f(b, \alpha) \frac{\partial b}{\partial \alpha} - f(a, \alpha) \frac{\partial a}{\partial \alpha}$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \int_{\xi}^b f(x) dx = -f(\xi).$$

Sonach erhält die Kraftformel für einen inneren Punkt die Gestalt:

$$(6) \quad \frac{\partial P_i}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \xi} (W_1 + W_2 + V) - 4\pi\mu if(\xi).$$

II.

Eine Spirale mit constanter Windungszahl hat, weil nur ihre Enden wirksam erscheinen, keine Aehnlichkeit mit einem Stabmagneten. Wie sich nämlich aus den genauen Versuchen Coulomb's¹⁾, ferner aus den theoretischen Untersuchungen Green's²⁾ für einen sehr dünnen und langen Stab und aus den früheren Biot's³⁾ ergibt, kann der freie Magnetismus durch:

$$(7) \quad A(M^x - M^x)$$

und das magnetische Moment durch:

$$(8) \quad C + B(M^x + M^{-x}),$$

wobei A , B , C , M Constante sind, dargestellt werden. Aus letzter Formel, welche die Gleichung einer Kettenlinie ist, ergibt sich, dass die magnetischen Momente der einzelnen Querschnitte in der Mitte am grössten sind und stetig nach beiden Seiten abnehmen.

Bedenkt man, dass das magnetische Moment eines Kreisstromes der Spirale $if(x)$ ist, so wird die frühere Bemerkung bestätigt, dass ein Magnet nur durch eine Spi-

1) Mém. de l'Acad. de Paris pour 1789, p. 468.

2) Green, Essay on the application of mathematical analysis to the theories of electricity and magnetism. Nottingham 1828.

3) Biot, Traité de Physique. T. III. p. 76. 1816. Man sehe auch: van Rees, Pogg. Ann. Bd. LXX u. LXXIV.

rale II. Art imitirt werden kann. Sollte die Spirale ebenso wirken, wie ein den Untersuchungen Coulomb's, Green's und Biot's zu Grunde gelegter Magnet, so müsste das Windungsgesetz das einer Kettenlinie sein. Durch diese Betrachtung tritt das ungleiche Verhalten eines Stabmagneten und einer Spirale I. Art um so auffallender hervor.

Ein electrodynamischer Cylinder I. und II. Art von sehr grosser Länge übt auf einen inneren Punkt keine constante Kraft aus, wie es bei regelrechten Spiralen der Fall ist; dieselbe wird nämlich:

$$(9) \quad \frac{\partial P'_i}{\partial \xi} = \frac{\partial V}{\partial \xi} - 4\pi\mu i f(\xi),$$

wo V die frühere Bedeutung hat.

Das in der früheren Formel:

$$P_c = \mu i f(b) \iint \frac{dy dz}{r_b} - \mu i f(a) \iint \frac{dy dz}{r_a} - \mu i \iiint_a^b \frac{f''(x)}{r} dx dy dz = \Psi - \Phi,$$

wo Ψ die Differenz der beiden ersten Glieder, Φ das letzte Glied vorstellt, auftretende dreifache Integral zerlegen wir in nachfolgender Weise:

$$\mu i \iiint_a^b \frac{f''(x)}{r} dx dy dz = \mu i \iint dy dz \left[\int_a^{a+\frac{l}{2}} \frac{f''(x)}{r} dx + \int_{a+\frac{l}{2}}^b \frac{f''(x)}{r} dx \right],$$

wenn l die Länge der Spirale darstellt. Wie man leicht bemerkt, muss das Windungsgesetz für eine Spirale I. Art graphisch durch eine gegen die Axe convexe Curve charakterisirt werden. Es ist deshalb von:

$$a \text{ bis } a + \frac{l}{2} \dots f''(x) < 0$$

und von:

$$a + \frac{l}{2} \text{ bis } b \dots f''(x) > 0,$$

somit:

$$\int_a^{a+\frac{l}{2}} \frac{f''(x)}{r} dx + \int_{a+\frac{l}{2}}^b \frac{f''(x)}{r} dx$$

und daher auch das dreifache Integral Φ eine wesentlich positive Grösse.

Für eine Spirale II. Art ist von:

$$a \text{ bis } a + \frac{l}{2} \dots f''(x) > 0$$

und von:

$$a + \frac{l}{2} \text{ bis } b \dots f''(x) < 0.$$

Durch analoge Schlüsse findet man, dass für eine Spirale II. Art das dreifache Integral Φ eine wesentlich negative Grösse ist. Bezeichnet man im ersten Falle den absoluten Werth desselben mit Φ_I , im zweiten Falle mit Φ_{II} , so ist das Potential einer Spirale I. Art auf einen axialen äusseren Punkt:

$$(10) \quad (P_e)_I = \Psi - \Phi_I$$

das einer Spirale II. Art:

$$(11) \quad (P_e)_{II} = \Psi + \Phi_{II}.$$

Da nun die Differenz der beiden Doppelintegrale Ψ in den Formeln stets positiv ist und in der Formel für $(P_e)_I$ eine Grösse abgezogen, im zweiten Falle eine Grösse addirt wird, so ergibt sich, dass, wenn in galvanischen Cylinderspiralen die Windungen stärker an den Enden als über der Mitte angehäuft sind, die vor den Endflächen statthabende normale Anziehung gegen einen parallel zur Cylinderaxe beweglichen Magnetpol eine viel geringere ist, und sich über einen viel kleineren Raum verbreitet, als wenn die Windungen stärker über der Mitte als an den Enden angehäuft sind.

Es erscheint also das Versuchsergebniss v. Feilitzsch's dadurch hinlänglich theoretisch bestätigt.

Aus den beiden letztangestellten Gleichungen erkennt

man sogleich, was Feilitzsch durch den Versuch verificirt, dass das Potential auch für axiale, ausserhalb der Spirale liegende Punkte Null sein kann; die Lage des Punktes finden wir aus den entsprechenden Gleichungen:

$$\psi = \phi_1$$

und:

$$\psi = -\phi_{II}.$$

Für electrodynamische Cylinder mit constanter Windungszahl, für die also Φ wegfällt, ist das Potential nur dann gleich Null, wenn der Magnetpol in unendlicher Entfernung liegt; dies natürlich bei Voraussetzung einer axialen Lage desselben.

Diese analytischen Erörterungen mögen genügen, um einerseits das Wesen und die Wirkungsweise von cylindrischen Spiralen als Function ihrer Windungszahl beurtheilen zu können, andererseits um den Versuchsergebnissen v. Feilitzsch's auch eine theoretische Basis zu geben.

Brünn, im Januar 1877.

X. *Ueber den Diamanten; von E. H. v. Baumhauer.* ¹⁾

(Archives néerlandaises des sciences exactes et naturelles.
T. VIII. p. 97.)

Die neueren Arbeiten über den Diamanten von Schrötter²⁾ und G. Rose³⁾ haben Resultate geliefert, die in gewisser Beziehung weder unter sich noch mit den älteren Daten übereinstimmen. Dieser Umstand hat mich veranlasst, selbst einige Untersuchungen über diesen Gegenstand zu unternehmen, mit besonderer Beachtung der Ver-

1) Von Poggendorff selbst übersetzt.

2) Wien. Ber. 1871. Bd. LXIII.

3) Berl. Monatsber. Juni 1872. Pogg. Ann. CXXXXIII. p. 497.

schiedenartigkeit der Zustände, unter welchen der Diamant in der Natur vorkommt. Zunächst nahm ich mir vor, die Dichtigkeit des Diamants in jedem dieser Zustände zu bestimmen und darauf das Verhalten des Diamants in verschiedenen Gasen bei hoher Temperatur zu studiren, um eine noch schwebende Frage zu beantworten, nämlich die, ob der Diamant durch Hitze in Graphit oder amorphen Kohlenstoff verwandelt werden könne. Das nöthige Material zu diesem Studium wurde mir von Hrn. Daniëls, dem geschickten Director der Diamantenschleiferei zu Amsterdam, die Hrn. Martin Coster in Paris gehört, mit zuvorkommendster Liberalität geliefert, wofür ich demselben nicht genug danken kann.

Der Diamant findet sich bei weitem nicht ausschliesslich im Zustande mehr oder weniger vollkommener, farbloser oder schwach gefärbter Krystalle. Lange Zeit hindurch hat man ihn freilich nur unter dieser Form gekannt und gesucht, während man eine schwärzliche oder grauliche, in unregelmässigen und zuweilen ziemlich voluminösen Bruchstücken ebenfalls beim Waschen des diamanthaltigen Sandes vorkommende Substanz unbeachtet liess. Gegenwärtig werden diese Fragmente, die im Ansehen nichts mit dem Diamant gemein haben, sorgfältig gesammelt, weil sie einen ziemlich beträchtlichen Werth im Handel haben, in welchem sie unter dem Namen Carbonado oder Carbon bekannt sind. Gewöhnlich sind es abgerundete, zuweilen eckige Massen, die äusserlich oft schwarzglänzend sind, wie wenn sie durch Reibung polirt wären; im Bruch dagegen haben sie ein mattes Ansehen, hin und wieder einen glänzenden Punkt zeigend, und unter der Lupe erkennt man eine grosse Anzahl Poren von ungleichen Dimensionen. — Die Farbe des Bruches ist sehr verschieden, meistens graulich, in anderen Fällen violettfarben. In Wasser erhitzt, lassen diese Fragmente eine grosse Menge Gasblasen entweichen; wenn man sie also einer hydrostatischen Wägung unterwerfen will, ist es nöthig, die Stücke einige Zeit in Wasser zu sieden, um die in den

Poren eingeschlossene Luft möglichst auszutreiben. Als ich diese Masse mit Königswasser behandelte, fand ich in der Lösung einen ziemlich grossen Antheil von Eisen und etwas Kalk, aber keine Spur von Schwefelsäure oder Thonerde; wenn man diese Substanz in Sauerstoff verbrennt, hinterlässt sie eine geringe Menge Asche, 0.24 bis 2 Proc. nach Privot. Später hoffe ich das Carbon einem ausführlicheren Studium unterwerfen zu können.

Wie sehr diese Substanz sich auch vom Diamant im Ansehen unterscheidet, was sie als Schmuckstein vollkommen unbrauchbar macht, so kann sie doch nicht als eine wesentlich von ihm verschiedene Masse angesehen werden. In der That, untersucht man, wie ich es bei Hrn. Martin Coster in Paris und bei Hrn. Daniëls in Amsterdam mehrmals zu thun Gelegenheit hatte, grosse Mengen von Carbonen und Diamanten, so ist oft schwierig zu sagen, ob gewisse Individuen zu der Kategorie der Carbone, die dem blossen Auge keine Spur von Krystallisation darbieten, oder zur Kategorie der dunkelfarbigem, unvollkommen und sehr unregelmässig krystallisirten Diamanten gezählt werden müssen. Aus der Ansicht dieser zahlreichen Varietäten ist mir die Ueberzeugung geblieben, dass zwischen dem Carbon von einfach mikro-krystallinischer Textur und dem regelmässig in klaren Octaëdern krystallisirten Diamanten eine ununterbrochene Reihe intermediärer Zustände vorhanden ist. Während der wahre Diamant sich nach den Flächen des Octaëders spalten lässt, zeigt der wahre Carbon keine Spur von dieser Eigenschaft und bei den intermediären Varietäten findet sie sich in sehr verschiedenen Graden. Es ist merkwürdig, dass der Carbon, welcher in Brasilien und besonders bei Bahia den Diamanten in Stücken bis zu mehreren Dekagrammen Gewicht immer begleitet, noch nicht am Cap der guten Hoffnung gefunden worden ist, obwohl die Diamant-sucher speciell ihre Achtsamkeit auf diese scheinbar so unnütze Substanz gerichtet haben. Man muss daher glauben, dass der Carbon nicht in den diamanthaltigen Allu-

vione
ich
unter
zuge
keine
Eisen

finde
Stein
beste
sicht
keine
sie v
sie i
ihrer
fast
nend
dem
anwa

heite
mit
Wäg
erkal
achte
auf
häng
bei d
die
absol
ser u
Gen
such
nicht
stand
sulta

Auf

vionen des Cap vorkommt. Durch Hrn. Daniëls hatte ich Gelegenheit, ein Paar kleiner schwarzer Massen zu untersuchen, die ihm vom Cap als wahrscheinlich Carbon zugesandt worden waren; allein diese Stückchen enthielten keinen Kohlenstoff, sondern bestanden fast gänzlich aus Eisenhydrat.

Ausser dem Carbon und dem gewöhnlichen Diamanten findet man noch eine andere Modification, welche den Steinhändlern unter dem Namen Bord bekannt ist. Diese besteht insgemein aus durchscheinenden, aber nicht durchsichtigen, farblosen oder graulichen Sphäroiden. Man kann keine Octäeder aus ihnen herauspalten und überdies sind sie viel härter als der gut krystallisirte Diamant, obwohl sie in dieser Beziehung dem Carbon nachstehen. Wegen ihrer grösseren Härte liefern Carbon und Bord heutzutage fast ausschliesslich das zum Schleifen des Diamants dienende Pulver. Die Steinhändler geben diesem Pulver vor dem des gut krystallisirten Diamanten, welches sie ehemals anwandten, bei weitem den Vorzug.

Die mir von Hrn. Daniëls dargebotenen Gelegenheiten benutzend, habe ich eine Reihe von Dichtemessungen mit aller erforderlichen Vorsicht ausgeführt. Das zu den Wägungen dienende Wasser war ausgekocht und im Vacuo erkaltet; seine Temperatur wie die der Luft wurde beobachtet. Während der Wägung des Diamanten in der Luft auf der Wagschale war das an einem Menschenhaar hängende Platinschiffchen, welches später den Diamanten bei der Wägung in Wasser aufzunehmen hatte, schon in die Flüssigkeit eingetaucht, so dass die Bestimmung des absoluten Gewichts und die des Gewichtsverlustes in Wasser unter denselben Umständen und folglich mit derselben Genauigkeit geschahen. Da der Luftdruck bei den Versuchen nur von 759 bis 761 Mm. schwankte, so hielt ich es nicht für nöthig, eine Berichtigung wegen des Barometerstandes anzubringen, da sie keinen Einfluss auf das Resultat haben konnte, vor allem da die Genauigkeit dieser

Wägungen, bei welchem das Haar am Wasser rieb, höchstens ein halbes Milligramm erreichte.

		Dichte unberich- tigt.	Dichte berichtigt.
1	Brillant, fast farblos, vom Cap	3.5217	3.51812
2	Brillant, blassgelb, vom Cap	3.5212	3.52063
3	Roher Diamant, klar, gelb, vom Cap	3.5205	3.51727
4	„ „ kleinerer, ganz rein, vom Cap	3.5197	3.51631
5	„ „ im Innern ein schwarzes Fleck- chen, vom Cap	3.5225	3.51934
6	„ „ mit einem grossen Fleck und Rissen, vom Cap	3.5065	3.50307
7	„ „ klar, aus zwei zusammenge- wachsenen Krystallen be- stehend, vom Cap	3.5178	3.51486
8	Sphäroidaler Bord, graulich, durchscheinend, aber nicht durchsichtig	3.5100	3.50383
9	Sphäroidaler Bord, weiss, vom Cap	3.5080	3.50329
10	„ „ kleinerer, vom Cap	3.5030	3.49906
11	Grauer Carbon, etwas violett, aus Brasilien	3.2041	3.20053
12	Schwarzgrauer Carbon, aus Brasilien	3.2969	3.29287
13	Schwarzer Carbon, aus Brasilien	3.1552	3.15135
14	Sphäroidaler Carbon, aus Brasilien	3.3493	3.34497
15	„ „ „ „	3.2080	3.20378
16	Graue, halbdurchscheinende Massen für Carbon gehalten, aber deutlich krystallinisch	3.5111	3.50452
17	Weisse, halb durchscheinende Masse, etwas krystallinisch, aber mit Unrecht für Carbon gehalten	3.5068	3.50215

Vorstehende Tafel enthält die Resultate meiner Versuche. Die berechneten Dichtigkeiten D in der letzten Columnne wurden dadurch erhalten, dass an den Zahlen der vorletzten Columnne die Berichtigungen angebracht worden, welche nöthig waren, weil eine der Wägungen in Wasser von t' Temperatur und nicht in Wasser von 4° C. gemacht und die andere statt im Vacuo in der Luft von der Temperatur t vollzogen ward. Die Rechnung wurde nach folgender Formel ausgeführt:

$$D = \frac{P}{P'} d - \frac{P - P'}{P'} \frac{ab}{760 (1 + \beta t)},$$

wo $a = 0.00129337$ Grm. das Gewicht eines Cubikcentimeters bei 0° und 760 Mm., b der Barometerdruck, $\beta = 0.00367$ der Ausdehnungscoefficient der Luft, d die Dichte des Wassers bei t° , P das Gewicht des Diamanten in der Luft, P' der Gewichtsverlust in Wasser ist. Wegen des Barometerstandes wurde keine Berichtigung gemacht, man setzte: $b = 760$.

Vergleicht man die berichtigten Dichtigkeiten in dieser Tafel, so sieht man, dass das höchste spezifische Gewicht den reinsten Diamanten zukommt, Nr. 1 bis 5.

Dürfte man aus dergleichen Resultaten das Mittel ziehen, was ich jedoch nicht für erlaubt halte, so würde die berichtigte Dichte des Diamanten in Bezug auf Wasser von $4^\circ \text{ C.} = 3.51835$ sein. Aus diesem Grunde habe ich hier Nr. 6 und 7 ausgelassen, da diese Diamanten Sprünge hatten, die vielleicht mit Luft erfüllt waren und deshalb das spezifische Gewicht herabdrücken mussten. Ich glaube, dass der Werth 3.51432 , den Schrötter als das Mittel aller seiner Bestimmungen annimmt, zu klein ist. Unter den von ihm untersuchten Diamanten gab es gefleckte und gesprungene, und unter den fehlerfreien waren einige, für welche auch er grössere Dichtigkeiten fand, z. B. 3.51869 für einen ganz farblosen Diamanten und 3.51947 für einen blassvioletten. Nach allen bekannten Resultaten glaube ich, dass die Dichtigkeit des recht reinen Diamanten nicht viel unter 3.52 liege.

Die Zahlen der Tafel zeigen überdies, dass die Dichte des Bords oder des kugelförmigen Diamanten nicht viel über 3.50 hinausgeht, während der Carbon ein beträchtlich niedrigeres spezifisches Gewicht besitzt, wahrscheinlich weil er porös ist, was sich auch bei Untersuchung unter der Lupe bestätigt. Die für Nr. 16 und 17 gefundene höhere Dichte beweist überdies, dass diese Individuen nicht Carben waren, sondern intermediäre Stufen zwischen Carbon und wahren Diamant.

Bei Ausschluss der Luft kann der Diamant der höchsten Temperatur unserer Oefen ausgesetzt werden, ohne irgend eine Veränderung zu erleiden; wenigstens verhält sich so der farblose Diamant; von dem farbigen werden wir weiterhin reden. Der Versuch, durch welchen man diese Thatsache für gewöhnlich erweist, hat keine Schwierigkeit. Der Diamant wird in einen kleinen hessischen Tiegel gebracht und fest in Magnesia eingestampft. Diesen Tiegel stellt man in einen zweiten, der mit eingestampftem Graphit gefüllt wird und setzt darauf das Ganze lange Zeit der höchsten Temperatur eines Porzellanofens aus.

Morren, Schrötter und andere haben diesen Versuch nach einander wiederholt und bestätigt, dass der Diamant trotz der ausserordentlichen Hitze, der er ausgesetzt war, weder in seiner Form noch in seinen Eigenschaften verändert ward; höchstens fand Schrötter, dass er an der Oberfläche ein wenig matt geworden war.

Analoge Versuche wurden in Berlin von G. Rose unter Mitwirkung von Hrn. Siemens gemacht.¹⁾ Man machte in ein Stück Gaskohle eine Höhlung, in die der Diamant genau passte, und verschloss sie durch einen Deckel von derselben Substanz. Das Ganze wurde in einen mit gepulverter Holzkohle gefüllten Graphittiegel gebracht und darauf eine halbe Stunde lang in einem Ofen erhitzt, in welchem Gusseisen schmolz. Bei Oeffnung des Tiegels fand man den Diamanten in nichts verändert. Bei einem zweiten, auf dieselbe Weise ausgeführten Versuche wurde ein als Rosette geschliffener Diamant 10 Minuten lang der Schmelzhitze des Schmiedeeisens ausgesetzt. Nach dieser Behandlung hatte der Diamant seine Form und den Glanz seiner Flächen behalten; aber er war schwarz geworden und beschmutzte Papier wie Graphit; beim Zerkleinern erkannte man jedoch, dass diese schwarze Färbung rein oberflächlich war.

1) Berl. Monatsber. 1872. p. 578. Pogg. Ann. CXLVIII. p. 497.

Ich habe ebenfalls die Wirkung der Hitze auf den Diamant untersucht, aber auf eine viel einfachere Weise.

Der zuvor gewogene Diamant wurde in einen kleinen Platintiegel von sehr verlängerter und schmaler Form gebracht, ähnlich dem, welchen Hr. J. Lawrence Smith zur Zersetzung der Silicate durch Chlorcalcium empfohlen hat. Um beobachten zu können, was im Inneren des Tiegels vorgeht, wurde dieser in eine geneigte Stellung gebracht und durch ein dünnes Glimmerblatt verschlossen. Durch eine Oeffnung in diesem Blatte ging ein kleines, sehr dünnes Platinrohr, gelöthet an das Ende eines Glasrohres, welches verbunden war mit einem Apparat, der Wasserstoff getrocknet durch Schwefelsäure und Chlorcalcium lieferte. Während der Operation ist also der Diamant umgeben von einer trockenen Wasserstoff-Atmosphäre. Der Tiegel wurde bis zur hellen Weissgluth erhitzt mittelst einer durch eingeblasene Luft angefachten Gasflamme. Ich kann bestätigen, dass der Diamant, als er 15 Minuten lang einer Temperatur ausgesetzt worden, bei der er unsichtbar war (d. h. bei der Platin und Diamant vermöge ihres gemeinschaftlichen Glanzes nicht mehr zu unterscheiden waren), nicht allein nichts am Gewicht beim Erkalten verloren hatte, sondern auch noch ganz seinen Glanz und seine Durchsichtigkeit besass. Mehrmals wiederholt mit farblosen oder blassgelben Steinen, gab dieser Versuch immer dasselbe Resultat. In einer Atmosphäre, die keine chemische Wirkung auf ihn ausübt, kann der Diamant lange Zeit der Weissglühhitze ausgesetzt werden, ohne eine Veränderung zu erleiden. Bei einem vortrefflich geschliffenen, der 6 bis 7 Karat wog, ward der Glanz durch diese Operation sogar bedeutend erhöht. Die Abnahme des Glanzes bei dem Versuche von Schrötter, ist meines Erachtens ein Beweis, dass ungeachtet der getroffenen Vorsichtsmaassregeln, der Diamant mit dem Sauerstoff der Luft in Berührung kam oder auch, dass er bei dieser hohen Temperatur eine reducirende Wirkung

auf die Magnesia ausübte und durch den Sauerstoff dieser Erde verbrannt wurde.

Derselben Behandlung unterwarf ich auch einen Diamanten, der dem blossen Auge schmutzig grün erschien, obwohl man unter der Lupe erkannte, dass diese Farbe nicht über den ganzen Stein ausgebreitet war, sondern gleichsam kleine grüne Wolken inmitten der Masse bildete. Nach dem Weissglühen in Wasserstoff war der Glanz der Oberfläche derselbe; die Durchsichtigkeit war eher erhöht als geschwächt, aber die grüne Farbe hatte einen blassgelben Platz gemacht.

Ein anderer kleiner Diamant, der so dunkelgrün war, dass er beinahe schwarz aussah und fast ganz opak war, hatte, unter Beibehaltung des Glanzes seiner Oberfläche, eine violette Farbe und zugleich eine grössere Durchsichtigkeit angenommen. Ein kleiner kubischer Diamant von hellgrüner Farbe verlor diese fast gänzlich, behielt aber Glanz und Durchsichtigkeit unverändert vor und nach der Erhitzung gewogen, zeigte er keinen Gewichtsverlust.

Die braunen Diamanten verlieren ihre Farbe grösstentheils, wenn man sie bis zur Weissgluth in Wasserstoff erhitzt. Sie werden gewöhnlich mehr oder weniger graulich und nehmen eine viel hellere Farbe an; unter der Lupe untersucht, sind sie alsdann klar mit kleinen schwarzen Flecken. Die gelb gefärbten Diamanten, wie es die vom Cap fast alle sind, verlieren kaum etwas von ihrer natürlichen Farbe.

Auf der letzten Ausstellung in Paris, 1867, hatte ich Gelegenheit, bei Hrn. Coster einen sehr merkwürdigen Diamant zu sehen.¹⁾ Er war fast farblos, allein bei Ausschluss der Luft (in einem Magnesiabad) erhitzt, wurde er intensiv rosenfarben und behielt diese Farbe mehrere Tage lang, vor allem im Dunklen; im Lichte, besonders im Sonnenlichte verschwand dagegen diese Farbe schnell, liess

1) Von diesem merkwürdigen Diamant gab Hr. Halphen schon 1866 Notiz. (Pogg. Ann. CXXVIII. p. 176.)

sich jedoch durch abermaliges Erhitzen wieder hervorrufen. Ich habe einen rosenfarbenen Diamant untersucht, von dem Hr. Daniëls vermuthete, er würde auf gleiche Weise ein dunkleres Rosenroth annehmen; aber weit entfernt davon ward dieser Diamant bei Erhitzung farblos, nahm jedoch nach und nach seine Rosenfarbe wieder an. Im Verein mit Hrn. Daniëls habe ich mehrere Versuche mit grauen Diamanten gemacht, in der Hoffnung ihnen diese Farbe durch Hitze zu nehmen und somit einen höheren Werth zu geben. Unglücklicherweise gaben aber diese Versuche nicht das gehoffte Resultat; die Diamanten besaßen nach der Behandlung ihr ursprüngliches Grau.

Wenn man den Diamanten statt in einer Atmosphäre von Wasserstoff, bei Zutritt der Luft erhitzt, so sind die Vorgänge ganz anders. Alsdann ist es nicht nöthig, die Hitze bis zur Weissglut zu steigern, noch sie lange Zeit zu unterhalten, um den Diamanten auf der Oberfläche matt und folglich opak zu machen. Dies ist der Effect einer wahren Verbrennung, wie es der Gewichtsverlust nach der Operation beweist. Durch Aufpoliren des mattgewordenen Diamanten hat Hr. Daniëls überzeugend bewiesen, dass diese Verbrennung eine rein oberflächliche ist. Der wiederum polirte Diamant hatte seine ganze Durchsichtigkeit, sein ganzes Wasser. G. Rose hat überdies bemerkt, das es hinreicht, den mattgewordenen Diamant mit Terpentinöl zu benetzen, um ihm seine Durchsichtigkeit zu geben und zu erhalten, solange seine Oberfläche befeuchtet ist.

Erhitzt man den Diamant in einer Atmosphäre von Sauerstoff, indem man durch das erwähnte Platinrohr einen Strom dieses Gases in den Tiegel leitet, so sieht man den Stein in das lebhafteste Glühen gerathen und mit einem blendenden Lichte verbrennen, lange bevor der Platintiegel roth glüht. Nachdem man die Lampe fortgezogen und der Tiegel schon unter Rothglut herabgekommen ist, fährt der Diamant in den meisten Fällen fort noch einige Zeit zu brennen und sich stark leuchtend auf

dunklem Grund zu zeigen. Wenn der Diamant klein ist, kann die Verbrennung sogar bis zum gänzlichen Verzehren desselben fort dauern, und man sieht ihn dann im letzten Augenblick ein lebhafteres Licht ausstossen, wie es ein glühender Docht im Moment des Erlöschens thut. Wenn der Stein ein beträchtlicheres Volumen hat, reicht die beim Verbrennen erzeugte Wärme nicht zur Unterhaltung desselben mehr aus, sodass durch Entfernung der Lampe die Verbrennung nur noch wenige Augenblicke auf Kosten des noch in den Tiegel strömenden Sauerstoffs anhält.

Ogleich Hr. Daniëls und ich diesen Versuch mehrmals wiederholten, haben wir doch nie etwas anderes als eine ruhige Verbrennung des Diamanten beobachten können, allein mit dem Resultate einer Mattheit und Trübheit der Oberfläche; von einer Schwärzung, einer Verwandlung in Coke, einer Veränderung des Aggregatzustandes, einem Aufblähen, einer Schmelzung oder Erweichung, einer Abrundung der Kanten oder Ecken hat sich uns nichts dargeboten. Nur einmal haben wir bei einem graulichen und opaken Diamanten das Fortschleudern einiger kleinen Funken beobachtet, aber wir sind überzeugt, dass dies von fremdartigen, in die Masse eingeschlossenen Elementen herrührte. Niemals haben wir den Diamant durch die Hitze zerspringen oder rissig werden sehen; ausgenommen einen Fall, wo es Hr. Daniëls vorhergesagt hatte. Es betraf einen Stein, der offenbar aus zwei Krystallen zusammengewachsen war; bei der ersten Erhitzung zersprang er mit ziemlicher Heftigkeit in zwei Stücke, deren jedes einen besonderen Krystall darstellte.

Geschieht die Verbrennung des Diamanten in Sauerstoff oder atmosphärischer Luft unter Flammenbildung? — G. Rose leugnet es ausdrücklich; allein die Art, wie er dabei verfuhr, — indem er den Diamant auf einer Scheibe in der Muffel eines Reverberirofens erhitzte und ihn von Zeit zu Zeit herauszog, um ihn zu beobachten, oder auch, indem er einen dünnen Diamantsplitter auf einem Platinblech vor dem Löthrohr erhitzte, — war nicht

sehr
dage
merk
wir
verb
ist, d
dem
beso
man
aufh
dann
weis
Aur

acht
geth
Er d
des
verg
Säu
Min

que
eine
pun
zwei
Bat
wei
geh
Cok
3.36
bre
spie
ges
ger

1)

sehr geeignet, diese Frage zu beantworten. Operirt man dagegen, wie ich gesagt, so erblickt man durch das Glimmerblatt hin alles, was in dem Tiegel vorgeht; so haben wir mit voller Sicherheit constatiren können, dass der verbrennende Diamant von einer kleinen Flamme umgeben ist, deren äussere Färbung ein blaues Violett ist, ähnlich dem des verbrennenden Kohlenoxyds. Diese Flamme wird besonders bei etwas grossen Diamanten sichtbar, wenn man die Lampe fortzieht und das Platin zu Rothglühen aufhört. Von dem dunklen Boden des Tiegels hebt sich dann der Diamant ab, glänzend mit dem lebhaftesten weissen Licht und umgeben von einer weniger leuchtenden Aureole oder Zone, deren äusserer Saum blauviolett ist.

G. Rose hat sehr interessante mikroskopische Beobachtungen über die matte Oberfläche der Diamanten mitgetheilt, die eine anfangende Verbrennung erlitten haben. Er erkannte regelmässig dreiseitige, mit der Krystallform des Diamants in Beziehung stehende Eindrücke, die er vergleicht mit den Figuren, die auf der Oberfläche in Säuren löslicher Krystalle auftreten, wenn man sie einige Minuten lang der Wirkung des angreifenden Mittels aussetzt.

Mehrere Experimentatoren, unter anderen Hr. Jacquelin,¹⁾ behaupten, dass der Diamant, wenn man ihn einer sehr hohen Temperatur aussetzt, z. B. dem Brennpunkte eines sehr grossen Brennsiegels oder der Hitze zwischen den Kohlenspitzen einer starken galvanischen Batterie z. B. von 100 Bunsen'schen Elementen, er erweiche und in einen anderen allotropischen Zustand übergehe, in wahrhaften, die Electricität vortrefflich leitenden Coke verwandelt werde, und sehr an Dichte abnehme, von 3.366 bis 2.6778. Man erzählt auch, man habe die Verbrennung des Diamanten im Brennpunkt eines Brennsiegels durch ein berusstes Glas beobachtet und dabei gesehen, dass er erweiche und in eine Art von Sieden gerathe.

1) Ann. d. chim. et phys. (3) XX. p. 439. (1847.)

Schrötter belehrt uns, dass das k. Mineralien cabinet in Wien einen Diamanten enthalte, den Franz I., Gemahl der Maria Theresia, im Jahre 1751 dem Brennpunkte eines grossen Spiegels aussetzte und darin einige Zeit brennen liess. Nach dieser theilweisen Verbrennung war der Diamant, — ein geschliffener, recht klarer — sowohl innerlich als äusserlich schwarz geworden.

Clarke,¹⁾ welcher einen Diamanten in der Flamme des Knallgebläses verbrannte, sagt, dass er anfangs opak wie Elfenbein geworden, dann sich an den Octaëderecken abgerundet, auf der Oberfläche mit Blasen bekleidet und eine lebhaft metallglänzende Kugel hinterlassen habe, die zuletzt vollständig verschwand. Silliman, der den Diamanten auf Magnesia verbrannte, sah ihn schwarz werden und zerspringen. Murray und Macquer sprechen gleichfalls von der Eigenschaft des Diamanten, sich bei der Verbrennung zu schwärzen.

G. Rose und Siemens erhitzten den Diamanten zwischen den beiden Kohlenkegeln eines grossen magneto-electrischen Apparats, wobei die Kegel von einem Glas-cylinder, den man auspumpte, umschlossen waren. Als bei zwei verschiedenen Versuchen die Kohlen glühend geworden, zersprang der Diamant mit Explosion in eine grosse Anzahl von Stücken, die alle schwarz waren. Bei genauerer Untersuchung erkannte man indess, dass diese Schwärzung eine rein äusserliche war, die Substanz im Innern durchaus keine Veränderung erlitten hatte. Mit den geschwärzten Stücken konnte man auf Papier schreiben. Aus diesen Versuchen, sowie aus den oben angeführten, wo der Diamant an der Oberfläche schwarz geworden, nachdem er in einem Kohlenfeuer der Schmelztemperatur des Schmiedeeisens ausgesetzt war, schliesst G. Rose, dass der Diamant bei diesen starken Hitzen, obwohl er seine Form behalte, anfangs sich in Graphit zu verwandeln, und er wahrscheinlich ganz in diese Substanz übergeht,

1) Gmelin, Handbuch d. Chemie. 1843. I. p. 338.

wen
dau
wie
ein
äus
jed
Vol
ent
len
dan
run
kön
Ma
Con
phä
Ueb
ter
wiel
Ma
Hit
Erk
zell
und
selb
war
darf
Koh
geg
Vol
sen
mal
d. h
bei
an
man

wenn die Hitze hinreichend stark und lange genug gedauert.

Da ich nicht Gelegenheit hatte, diese Versuche zu wiederholen, so kann ich auch nicht die Prätension haben, ein Urtheil über das Verhalten des Diamanten in so äusserst hohen Temperaturen auszusprechen. Ich muss jedoch bemerken, dass, wenn man den Diamant in den Volta'schen Bogen gebracht hat, die Schwärzung daraus entspringen könnte, dass kohlige Theilchen von den Kohlenkegeln auf den Diamant übertragen würden, die sich dann auf ihn festsetzen, ohne dass er selbst eine Veränderung erlitt. Bei dem Versuche mit dem Brennspiegel könnte das Gestell, auf welchem der Diamant ruhte, Materien enthalten haben, die bei dieser Temperatur im Contact mit dem Kohlenstoff des Diamanten Reductionsphänomene solcher Art erlitten, dass sie den schwarzen Ueberzug erklärten. Etwas ähnliches beobachtete Schrötter bei einem Versuche, bei dem ein Diamant, eingewickelt in Platinfole, und inmitten stark comprimierter Magnesia in einen Tiegel gebracht und der heftigsten Hitze eines Porzellanofens ausgesetzt worden. Nach dem Erkalten fand er den Diamanten entblösst von seiner Porzellanhülle, die zu einer Kugel zusammengeschmolzen war und an einer Fläche des Steines festsass. Der Diamant selbst war äusserlich schwarz geworden und in sein Inneres waren schwarze dendritische Streifen eingedrungen; man darf wohl vermuthen, dass sich hier eine Verbindung von Kohlenstoff und Platin bildete.

Obleich ich nicht bis zu der enormen Temperatur gegangen bin, welche man in dem Bogen einer mächtigen Volta'schen Batterie oder in dem Brennpunkt eines grossen Hohlspiegels erreichen kann, so habe ich doch mehrmals einen Diamanten in der Flamme des Knallgebläses, d. h. bis zur Schmelztemperatur des Platins erhitzt, wobei der Stein ein blendendes Licht aussandte und rasch an Gewicht verlor. Nach dieser Operation war der Diamant natürlich matt, aber niemals habe ich die geringste

Schwärzung gewahrt, weder auf der Oberfläche, noch im Inneren. Hr. Jacquelain hat es ebenfalls nicht beobachtet, als er mit der Flamme eines Gemenges von Sauerstoff und Wasserstoff im Verhältniss der Wasserbildung oder eines Gemenges von Sauerstoff und Kohlenoxyd arbeitete. Der bei mehrmaliger Unterbrechung des Versuches untersuchte Diamant zeigte weder braune Flecke noch schwarze Färbung.

Hr. Jacquelain sagt: Vielleicht wurden die oberflächlichen Theile des Diamanten geschwärzt, verschwanden dann nach und nach infolge ihrer Berührung in hoher Temperatur mit der Kohlensäure und dem Wasserdampf, endlich infolge der bedeutenden Reibung, welche der Diamant von seiten des Gasgemenges erlitt, das unter starkem Druck aus einem Behälter entwich. Wie dem auch sei, so bleibt es doch nach diesem Versuche unbestreitbar: 1) dass die Flamme eines Gemenges von Sauerstoff und Wasserstoff in dem Verhältniss der Wasserbildung unfähig ist, den Diamanten zu erweichen; und 2) dass die Verbrennung dieses explosiven Gemenges bei weitem nicht die mächtigen Wirkungen einer Bunsen'schen Batterie von 100 Elementen hervorbringt.

Meines Erachtens bleibt die Verwandlung des Diamanten in Coke oder Graphit durch blosse Hitze noch zweifelhaft; ehe man dies zugibt, muss man die Gewissheit haben, dass die Schwärzung nicht der Effect einer von dem Diamanten auf fremde Substanzen ausgeübten chemischen Action ist oder einer Ablagerung von kohligen Theilen der Kohlenkegel auf den Diamanten.

Begierig zu wissen, ob der Diamant in der Weissglut fähig sei, das Wasser zu zersetzen und auf Kosten des Sauerstoffs dieser Substanz zu verbrennen, leitete ich sowohl auf einen rohen klaren, als auf einen geschliffenen Diamanten einen Strom von überhitztem Dampf in einem Platinrohr, das der Hitze einer durch eingeblasene Luft angefachten Gasflamme ausgesetzt war. Obwohl der

Vers
mant
seine
bewe
der
über

Atm
Wei
Gew
Glim
Kohl
Erhi
kalte
leiche
schli
Beim
matt
beha
Es w
eine
Diam
Vers
fähig
Sauer
sam.
kann
übrig
Glock
er de
gend
statte
Vers
ders
von s

1) A

Versuch 10 Minuten lang fortgesetzt ward, hatte der Diamant nach dem Erkalten nicht an Gewicht verloren und seine Oberfläche war vollkommen glänzend geblieben. Dies beweist, dass, wenigstens bei der angewandten Temperatur, der Diamant keine Veränderung in der Atmosphäre des überhitzten Wassers erlitten hatte.

Anders verhält sich der Diamant, wenn er in einer Atmosphäre von trockener Kohlensäure lange Zeit in der Weissgluth erhalten wird. Ein roher Stein von 0.1515 Gr. Gewicht wurde 10 Minuten lang der Weissglut in einem mit Glimmer bedeckten Tiegel in einem Strom von trockener Kohlensäure ausgesetzt, der schon einige Minuten vor der Erhitzung hindurchgeleitet worden war. Nach dem Erkalten wurde er an der Oberfläche matt und um 0.0015 Gr. leichter befunden. Der Versuch wurde mit einem geschliffenen Diamanten wiederholt, der 0.6095 Gr. wog. Beim Herausnehmen aus dem Tiegel zeigte er sich ganz matt geworden bis auf ein Paar Flächen, die ihren Glanz behalten hatten, aber mit Regenbogenfarben bedeckt waren. Es waren die Flächen, auf welchen der Kohlensäurestrom eine relative Erkaltung bewirkt hatte; das Gewicht des Diamanten hatte ungefähr 2 Mgr. abgenommen. Dieser Versuch beweist, dass der Diamant in der Weissglut fähig ist, die Kohlensäure zu zersetzen und sich mit deren Sauerstoff zu verbinden, aber die Wirkung ist sehr langsam. Schon Hr. Jacquelain hat diese Zersetzung erkannt,¹⁾ aber seine Methode lässt noch vielen Zweifel übrig. Er operirte in einer mit Kohlensäure gefüllten Glocke, die zwei Oeffnungen hatte. Durch die eine brachte er den Diamanten, auf einem Stückchen Pfeifenthon liegend, hinein; während die andere dem Rohre Zutritt verstatte, an dessen Ende Knallgas verbrannte. Bei diesem Versuche wurde der Diamant rasch verzehrt, aber besonders durch den Sauerstoff des Knallgases. Keine Spur von Schwärzung war zu erkennen.

1) Ann. d. chim. et phys. (3.) XX. p. 468.

Später hoffe ich die Wirkung anderer Gase auf den Diamanten bei Weissglut untersuchen zu können.

XI. Zur Geschichte der Erfindung des Fernrohrs; von R. Wolf.

(Aus der Vierteljahrschrift der naturforschenden Gesellschaft in Zürich; vom Hrn. Verfasser mitgetheilt.)

Die Bibliothek des schweizerischen Polytechnikums in Zürich besitzt, durch einen mir vor circa einem Jahre gelungenen glücklichen Einkauf, einen alten, schon nach seinem Einbände in Holzdeckel, welche mit gepresstem pergamentartigem Stoffe überzogen sind, auf eine frühe Zeit hinweisenden Band, der zwei unter Christoph Scheiner in Ingolstadt gehaltene, gedruckte Dissertationen enthält, welche ziemlich selten sind, nämlich die 1614 von Georg Locher verfassten „Disquisitiones mathematicae de controversiis et novitatibus astronomicis“ und die 1615 von Georg Schönperger aufgesetzten „Exegeses fundamentorum gnomonicorum“. Den Hauptwerth dieses Bandes bilden jedoch drei, diesen zwei Druckschriften vorgesetzte handschriftliche Abhandlungen: „In librum quintum Euclidis de proportionibus et magnitudinibus, Commentarius, — Tractatus de tubo optico, — Tractatus de Horologiis“, welche nach Papier und Schrift aus derselben Zeit und von demselben Schreiber herühren, also wohl sämmtlich Original-Handschriften von Scheiner sind, da der Verfasser in der zweiten derselben ausdrücklich sagt: er habe im vergangenen Jahre eine Schrift unter dem Titel „Sol ellipticus“ herausgegeben, womit doch wohl offenbar die von Scheiner 1615 unter diesem Titel zu Augsburg ausgegebene Schrift zu verstehen ist. Das zweite Kapitel dieser zweiten, also wohl sicher von 1616 datirenden Schrift handelt: „De tubi optici inventore“, und lautet nach der von Hrn. Bill-

wille
lichen
k. Ma
sider
Erfind
ralis
bringt
Galile
cius
seiner
Apel
selber
len.
Fernr
nur ve
weil e
Weise
beschr
sagen
wie es
wird v
Porta
das F
den F
Kräm
convex
ihnen
einen
derlei
welche
ein R
men I
nach
teten
Weise

1) Sch

willer auf meinen Wunsch sorgfältigst abgefassten wörtlichen Uebersetzung wie folgt: „Johannes Kepler,¹⁾ k. Mathematicus, hält in seiner *Dissertatio cum nuncio sidereo* Joh. Bapt. Porta aus Neapel für den ersten Erfinder des Fernrohrs, wofür er aus der *Magia naturalis* des besagten Porta ein hinreichendes Zeugniß beibringt. Galilei, aus dem patricischen Geschlecht der Galilei, Mathematiker zu Florenz, scheint in seinem *Nuncius sidereus*, den er 1610 veröffentlicht, und in einigen seiner anderen Schriften, namentlich in seiner gegen den Apelles gerichteten Geschichte der Sonnenflecke, sich selber den Ruhm dieser Erscheinung zuschreiben zu wollen. Man muss gestehen erstens, wenn wir das, was das Fernrohr leistet, ins Auge fassen, so wird hiefür nicht nur verdienstermaassen Baptist Porta als Erfinder gelten, weil er ein solches Instrument, wenn auch nach seiner Weise in dunkeln Worten und räthselhaften Ausdrücken, beschreibt, wie es das Fernrohr ist. Man muss aber auch sagen zweitens, wenn wir von dem Fernrohr sprechen, wie es nach allmählicher Vervollkommnung heute angewandt wird und allgemein bekannt ist, so ist weder der besagte Porta noch Galilei der erste Erfinder desselben; sondern das Fernrohr in diesem Sinne wurde in Deutschland bei den Belgiern erfunden, und zwar zufällig durch einen Krämer, welcher Brillen verkaufte, indem er concave und convexe (Gläser), entweder spielend, oder Versuche mit ihnen machend, combinirte, und es dahin brachte, dass er einen ganz kleinen und entfernten Gegenstand, durch beiderlei Gläser gross und ganz in der Nähe erblickte, durch welchen Erfolg erfreut, er einige gleiche Gläserpaare in ein Rohr einfügte und sie um einen hohen Preis vornehmen Leuten anbot. Darauf kamen sie (die Fernröhre) nach und nach allgemeiner unter die Leute und verbreiteten sich allmählich nach anderen Gegenden. Auf diese Weise wurden von einem belgischen Kaufmann vorerst

1) Scheiner schreibt: „Joannes Ceplerus“.

zwei nach Italien gebracht, von denen das eine lange im Collegium zu Rom blieb, das andere zuerst nach Venedig, später nach Neapel gelangte, und hier nahmen die Italiener, und besonders Galilei, damals Professor der Mathematik (in Padua), Gelegenheit dasselbe zu verbessern, es zu astronomischen Dingen zu verwenden und weiter zu verbreiten. Das Fernrohr, wie wir es heute haben, hat also Deutschland erfunden und Italien vervollkommenet, der ganze Erdkreis erfreut sich jetzt desselben.“ Ich glaube, dass diese Darstellung, wenn sie auch nicht gerade wesentlich neue Anhaltspunkte für die erste Geschichte des Fernrohres darbietet, doch als diejenige eines bedeutenden, und um das Fernrohr selbst verdienten Zeitgenossen nicht ohne wesentliches Interesse ist.

XII. Beiträge zur Geschichte der Naturwissenschaften bei den Arabern. III.; von Eilhard Wiedemann.

Dem von Hrn. von Bezold ¹⁾ angeführten indirecten Beweis, dass Al Hazen nicht, wie Montucla behauptet, in ungerechtfertigter Weise die Schriften des Ptolemaeus, ohne denselben zu nennen, benutzt habe, erlaube ich mir den folgenden directen beizufügen. In einem dem Indian Office zu London gehörigen arabischen Manuscript (Nr. 734 des Cataloges von Loth) ist neben anderen Abhandlungen von Ibn Al Haiṭam (Al Hazen) auch eine von demselben Verfasser über das Licht enthalten, in der er seine allgemeinen Ansichten über dasselbe entwickelt. Hierbei führt er sowohl da, wo er die Brechung des Lichtes durch Glas etc. als auch da, wo er die atmosphärische Refraction bespricht, die älteren Beobachtungen und Beweise des Ptolemaeus mit den Worten ein: Ptolemäus hat (im Buche V seiner Optik) bewiesen, dass.....

1) Erg. Bd. VIII. p. 510.

1877.

I. E

Die bezogene magnetischen vollständig solcher larisirt letzter zweifac

D tischen man ft nehme magnet eine c tischen rare P

A einer die Ma soluten

D bekaun

Ann. d